



Etude, alignement et contrôle de surfaces optiques segmentées ou discontinues. Applications en Sciences de l'Univers

F. Hénault

► To cite this version:

F. Hénault. Etude, alignement et contrôle de surfaces optiques segmentées ou discontinues. Applications en Sciences de l'Univers. Planète et Univers [physics]. Université Nice Sophia Antipolis, 2010. tel-00530433

HAL Id: tel-00530433

<https://theses.hal.science/tel-00530433>

Submitted on 29 Oct 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS

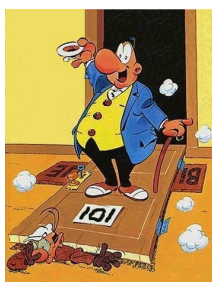
MEMOIRE

Présenté pour obtenir

le titre d'Habilitation à Diriger des Recherches
de l'Université de Nice-Sophia Antipolis
Discipline Sciences de l'Univers

Soutenu par

François HENAULT



Etude, alignement et contrôle de surfaces optiques segmentées
ou discontinues. Applications en Sciences de l'Univers

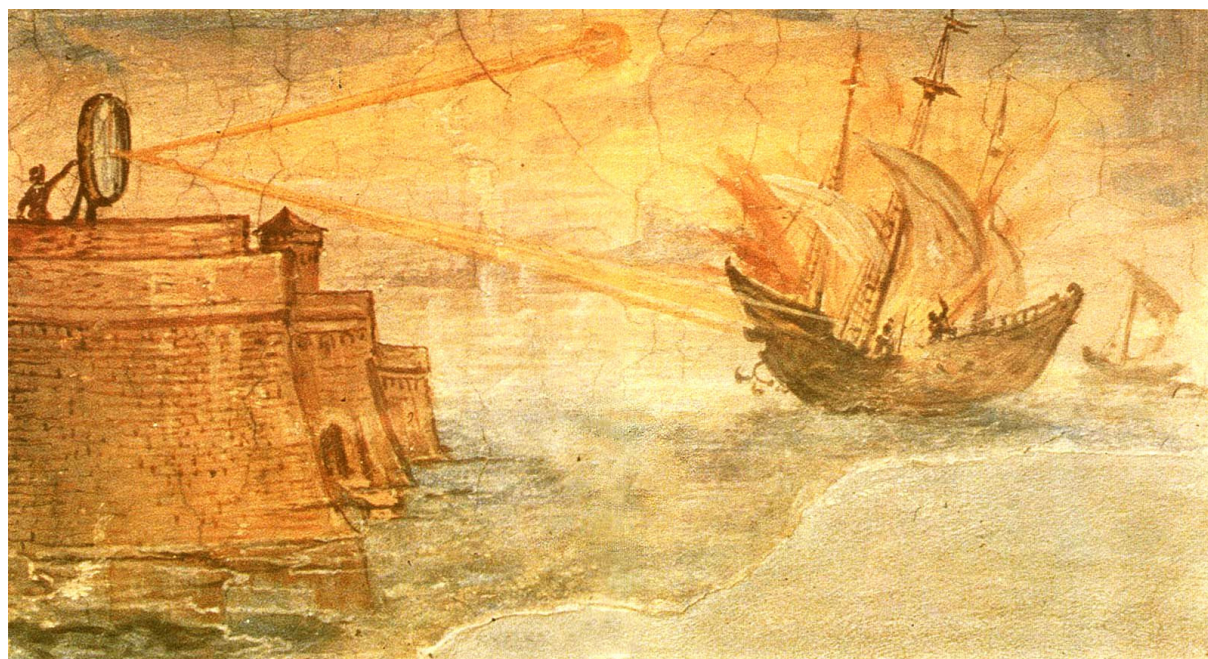
Soutenu le 10 septembre 2010 devant la Commission d'examen

M. Roland BACON
M. Gilles FLAMANT
M. Thierry LEPINE
M. Denis MOURARD
M. François REYNAUD
M. Gérard ROUSSET
M. Christian SINGER
M. Farrokh VAKILI

Centre de Recherche Astrophysique de Lyon
PROMES, Université de Perpignan
Institut d'Optique Graduate School
Observatoire de la Côte d'Azur
XLIM, Université de Limoges
Observatoire de Paris
Thales Alenia Space
Observatoire de la Côte d'Azur

Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Président
Rapporteur
Invité
Examinateur

“Sachez que j’aurais préféré être un homme ordinaire plutôt qu’un titan,
mais on ne choisit pas son destin.”
Wolinski, *La vie compliquée de Georges le tueur*



Miroirs ardents d’Archimède, fresque de Giulio Parigi (1571-1635), Galerie des Offices, Florence

REMERCIEMENTS

Je souhaite tout d'abord remercier les personnels administratifs, techniques et scientifiques des établissements publics ou privés où j'ai eu la chance de travailler: tous ceux et celles du four solaire d'Odeillo, de la centrale hélioélectrique THEMIS, de l'Aérospatiale et d'Alcatel Space, de l'Observatoire de Lyon et des unités de recherche Gemini et Fizeau de l'Observatoire de la Côte d'Azur. Sans eux, ma carrière professionnelle aurait été à coup sûr bien fade et ennuyeuse. Mes pensées vont également à ma famille et à mes anciens professeurs, notamment ceux de l'Ecole Supérieure d'Optique. Ne pouvant hélas citer tous leurs noms dans cette page de remerciements, je me vois contraint de rester ici extrêmement sélectif et injuste.

Je remercie donc par ordre d'entrée en scène quelques-uns des personnages ayant joué un rôle considérable dans le déroulement de ma carrière. Tout d'abord Claude Royère, mon directeur de thèse à l'IMP d'Odeillo, qui m'a réellement ouvert les portes du monde de la recherche, et Bruno Bonduelle pour son accueil enthousiaste à la centrale THEMIS de Targasonne. Viennent ensuite Guy Cerutti-Maori, qui m'embaucha en 1988 à l'Aérospatiale de Cannes, et Christian Singer, qui me mit le pied à l'étrier sur l'intégration du satellite ISO: le réglage de ce télescope spatial et cryogénique de 60 cm allait réellement me former au dur métier d'ingénieur opticien durant les cinq années qui suivirent. Merci également à Marc Barillot, qui eut la lourde charge de reprendre les affaires Darwin et MAII après mon départ d'Alcatel Space, et sut les mener au succès.

Ce fut ensuite le temps du retour à la recherche, grâce à Roland Bacon et Jean-Pierre Lemonnier qui m'accueillirent chaleureusement à l'Observatoire de Lyon au début de l'année 2001, et n'hésitèrent pas à me confier très tôt des responsabilités importantes, en particulier la conduite du projet MUSE, spectro-imageur intégral de champ de la deuxième génération d'instruments du VLT. Merci également et surtout à Florence Laurent, brillante étudiante en thèse dont j'ai dirigé le travail pendant trois ans, acquérant ainsi l'expérience nécessaire pour conduire d'autres sujets de recherche théorique ou appliquée. Merci enfin à Pierre Exertier et Denis Mourard pour m'avoir permis de retrouver les domaines de la haute résolution angulaire et de l'interférométrie à frange noire à l'Observatoire de la Côte d'Azur, et à Yves Rabbia et Farrokh Vakili qui me les avaient fait découvrir à l'époque de l'Aérospatiale.

Je remercie sincèrement tous les membres de ce jury d'Habilitation à Diriger des Recherches pour avoir consacré un peu de leur emploi du temps incroyablement surchargé à la lecture et à la critique de ce mémoire. Quatre d'entre ont déjà été cités plus haut, mais il me reste à remercier chaleureusement Gilles Flamant (Directeur du PROMES, Four solaire d'Odeillo), Thierry Lépine (Professeur à l'Institut d'Optique Graduate School), François Reynaud (XLIM, Professeur de l'Université de Limoges) et Gérard Rousset (Observatoire de Paris, Professeur de l'Université Paris VII), avec une mention spéciale pour les trois rapporteurs aux remarques constructives (Gérard, Gilles et Roland). Chacune des secondes qu'ils m'ont consacrées est précieuse.

Je remercie enfin Maître Zizaac et son assistant Bébert, dont l'aide pour venir à bout du chapitre 4 fut déterminante. J'ai également une pensée pour l'ingénieur opticien inconnu que je regrette à présent d'avoir occis au paragraphe 4.1 – mais il renaîtra probablement de ses cendres.

TABLE DES MATIERES

1. INTRODUCTION	9
2. LE FOUR SOLAIRE D’ODEILLO ET LA CENTRALE THEMIS.....	11
2.1 D’ARCHIMÈDE À FOUCAULT	11
2.2 12000 SOLEILS ET 800 LUNES	14
2.3 LE THEOREME DE LA LIMITE CENTRALE	17
2.4 L’AVENIR DE L’ENERGIE SOLAIRE CONCENTREE.....	20
3. RECHERCHE ET INDUSTRIE.....	21
3.1 LE COPHASAGE DES TELESCOPES GEANTS	21
3.2 DECOUPEURS D’IMAGE.....	25
3.2.1 <i>Spectrographie intégrale de champ</i>	25
3.2.2 <i>Recherche et développements</i>	28
3.2.3 <i>MUSE et super-MUSE</i>	30
3.3 INTERFEROMETRIE A FRANGE NOIRE	32
3.3.1 <i>Un déphaseur achromatique pour Darwin et MAI2</i>	32
3.3.2 <i>Retour vers le nulling</i>	35
3.4 MISSIONS SPATIALES	37
3.4.1 <i>ISO</i>	37
3.4.2 <i>IASI</i>	39
4. RECHERCHE, ENSEIGNEMENT ET ENCADREMENT	41
4.1 FORMER DES ETUDIANTS	41
4.2 CONDUIRE DES PROJETS ET ENSEIGNER, QUEL RAPPORT ?	44
4.2.1 <i>Etude de faisabilité</i>	44
4.2.2 <i>Phase de définition détaillée</i>	46
4.2.3 <i>Assemblage, Intégration et Tests</i>	47
4.3 COSAC.....	47
5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES D’AVENIR.....	49
ABREVIATIONS.....	55
BIBLIOGRAPHIE.....	57
LISTE DES ANNEXES	61
RESUME	167
ABSTRACT	168

“Je n’ai pas besoin d’espérer pour entreprendre, ni de réussir pour persévérer.”
Guillaume d’Orange

1. INTRODUCTION

La rédaction des dernières lignes de ce mémoire d’Habilitation à Diriger des Recherches constitue un moment privilégié: c’est évidemment l’aboutissement d’un rêve longtemps refoulé par la peur de la page blanche et par celle de l’effort de synthèse à accomplir: comment résumer en effet une trajectoire aussi peu conventionnelle, qui m’a amené de l’énergie solaire à l’astrophysique, de l’infrarouge thermique et millimétrique au proche ultraviolet, de la spectrographie intégrale de champ aux interféromètres chasseurs de planètes extrasolaires, et des études de faisabilité aux phases d’intégration et de recette des instruments, tout en naviguant entre l’industrie et la recherche publique ? Absolument impossible.

Mais l’achat récent d’un livre de poche, “Voyage au cœur de la lumière” de Trinh Xuan Thuan dans la collection Découvertes Gallimard, a peut-être marqué la sortie de l’impasse: sur la page 17 figurait en effet la reproduction d’une fresque du XVI^{ème} siècle représentant les “miroirs ardents d’Archimède” – celle-la même de la page d’ouverture. Le fil conducteur de ce mémoire serait donc le suivant: des fours solaires géants aux télescopes extrêmement grands (que nous appellerons ELT par la suite) et aux interféromètres spatiaux, il semble que ma carrière professionnelle gravite autour des surfaces optiques segmentées ou discontinues, d’où le titre du mémoire. Quels que soient leurs buts (concentrer de grandes quantités d’énergie ou former des images astronomiques de haute résolution) ou leurs spécifications techniques (du millimètre au nanomètre), elles doivent toutes passer par les mêmes phases de conception et de réalisation successives: dans un premier temps, il faut écrire les modèles analytiques et numériques capables de prédire leurs performances en opération. Ensuite viennent les phases d’études et de conception, et enfin celles de fabrication, d’assemblage, d’alignement et de test, car la plupart des performances seront contrôlées à plusieurs occasions décisives. Que l’on travaille sur une centrale héliosélectrique ou aux instruments embarqués à bord du JWST, il reste impératif d’anticiper les différentes phases de développement et d’en minimiser les risques techniques et programmatiques. Par la suite, le plan du mémoire allait s’avérer fort classique, et se présente donc comme suit.

Le chapitre 2 est consacré aux jeunes années de doctorat, en quête de nouvelles méthodes permettant d’améliorer l’efficacité de concentration du rayonnement solaire: bien qu’il existe plusieurs ordres de grandeur entre les qualités de surface recherchées pour les miroirs d’Archimède et celles d’un télescope utilisable par les astronomes contemporains, les méthodes de réglage et de contrôle restent finalement basées sur des principes similaires.

Le chapitre 3 présente la synthèse de mes activités effectuées dans les domaines de la recherche et de l'industrie depuis l'obtention du titre de Docteur en Sciences. Les surfaces optiques segmentées et discontinues s'y retrouvent associées à des cahiers des charges toujours plus ambitieux: il faut, par rapport aux installations solaires, gagner trois ordres de grandeur en précision pour former les images d'objets astrophysiques, et si possible six afin de reconnaître les planètes extrasolaires susceptibles d'abriter la vie. En suivant un ordre anti-chronologique, j'évoque ici les futurs télescopes géants de plusieurs dizaines de mètres de diamètre (§ 3.1), les systèmes découpeurs d'images composés de matrices de miroirs discontinus (§ 3.2) et les interféromètres à frange noire en quête des exo-planètes (§ 3.3), ainsi que les moyens de modélisation et de contrôle de ces différents systèmes.

Le chapitre 4 ne fut pas le plus facile à écrire. Rédigé dans un style peu académique, il résume l'expérience acquise jusqu'ici dans le domaine de la direction d'une thèse de Docteur en Sciences et de la transmission d'expérience. Il est complété par un court paragraphe traitant des activités d'encadrement et de management que j'ai exercées sur plusieurs projets scientifiques et techniques, car conduire un projet, c'est aussi (et surtout) enseigner son savoir-faire.

Enfin, les conclusions et perspectives d'avenir sont données dans le chapitre 5, qui tente d'établir la feuille de route de mes futurs projets de recherche sur les surfaces optiques segmentées et discontinues, ainsi que leurs applications dans le domaine de l'observation astrophysique.

Avant de laisser le lecteur suivre les méandres du texte, je souhaite m'excuser par avance d'avoir certainement succombé aux démons de la vulgarisation dans certains paragraphes (par exemple, ceux évoquant l'énergie sombre ou les planètes extrasolaires), dans le simple but de rendre la lecture accessible aux non-initiés. Par ailleurs, il m'a semblé utile d'y inclure quelques idées originales dormant dans les cartons d'archives, insuffisamment mises en valeur dans les publications antérieures ou provisoirement écartées en attendant l'occasion d'y retravailler plus tard. Quelques-uns de ces travaux inédits sont donc présentés ici.

“Le Soleil, qu’il soit pure lumière ou non, peut parfois être néfaste, brûlant et mortel.”
Fritz Leiber, *Magie des glaces*

2. LE FOUR SOLAIRE D’ODEILLO ET LA CENTRALE THEMIS

Le 1er juin 1987, je deviens Docteur en Sciences de l’Université Paris XI Orsay [1-2]. Cette belle journée consacre un travail de trois ans et demi, réalisé au Four Solaire d’Odeillo dans les Pyrénées-Orientales, sur les traces de brillants pionniers dont le moindre ne fut pas Archimède.

2.1 D’ARCHIMEDE A FOUCAULT

Au IV^{ème} siècle après Jésus-Christ, l’architecte et mathématicien Anthemius de Tralles rapporte que lors de la deuxième guerre punique, le grec Archimède aurait utilisé des “miroirs ardents” pour incendier les voiles des galères romaines venues assiéger la ville de Syracuse. Bien que l’historien Tite-Live (-59 +17) ait relaté l’épisode d’une manière fort différente, celui-ci ne consacre pas moins Archimède comme l’inventeur de l’énergie solaire concentrée et marque le début d’une histoire millénaire où interviendront par la suite Buffon et Lavoisier [3]. Pourtant, la première installation véritablement industrielle ne sera développée qu’au XX^{ème} siècle: c’est en 1946 que le Professeur Félix Trombe mesure une température supérieure à 3000°C au foyer d’un miroir parabolique de DCA installé à l’Observatoire de Meudon. Dès l’année suivante, il entreprend la construction d’un four solaire de 50 kW à Mont-Louis (Pyrénées-Orientales). Mais dans son esprit Mont-Louis n’est que la maquette à l’échelle 1/5 d’un futur projet: le four solaire “géant” de 1000 kW, qui sera inauguré en 1968 sur la commune d’Odeillo.

Ce moment marque-t-il l’origine de mon sujet de thèse ? Dix-huit mois s’écouleront en effet entre l’inauguration officielle et la mise en service effective du four solaire, durée nécessaire pour régler soigneusement, l’un après l’autre, les quelques 20 000 miroirs que comporte l’installation [4]. Comment raccourcir de tels délais ? C’est la question que se pose Claude Royère, responsable du service “Traitement des Matériaux” de l’IMP à Odeillo et futur directeur de thèse. Il obtient donc pour moi une bourse de Docteur-Ingénieur auprès de l’Agence Française pour la Maîtrise de l’Energie¹. L’idée fondatrice du sujet est de rompre avec les méthodes traditionnelles d’évaluation des performances énergétiques d’une installation à concentration solaire par calorimétrie ou radiométrie: au lieu d’observer de loin la distribution d’énergie produite dans le plan focal, pourquoi ne pas y placer une caméra afin d’estimer le rayonnement en provenance de la surface de chacun des miroirs, et ainsi parfaire leur réglage ? Ce principe de “rétro-visée”² à partir du foyer d’une installation solaire est illustré sur la Figure 2-1.

¹ Aujourd’hui devenue ADEME – Agence de l’Environnement et de la Maîtrise de l’Energie.

² En anglais “backward gazing” suivant les termes employés par Brumleve et Gibson [5].

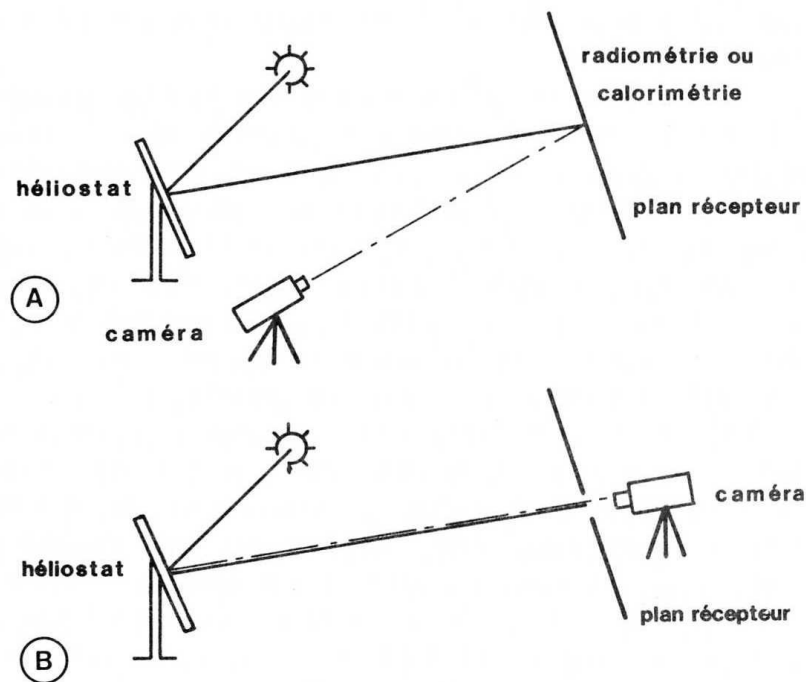
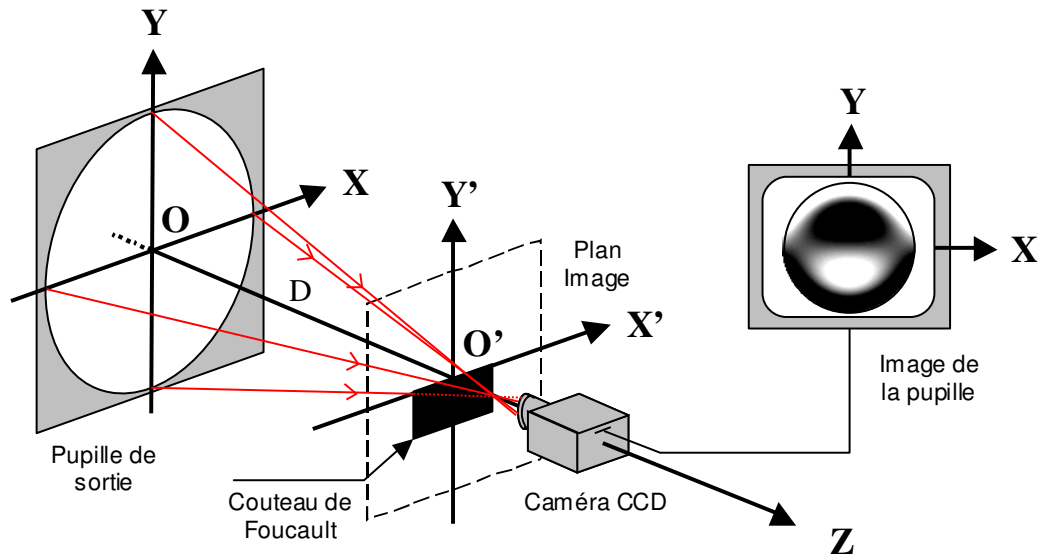


Figure 2-1: Caractérisation des installations solaires au moyen de méthodes classiques (A) et par rétro-visée (B).

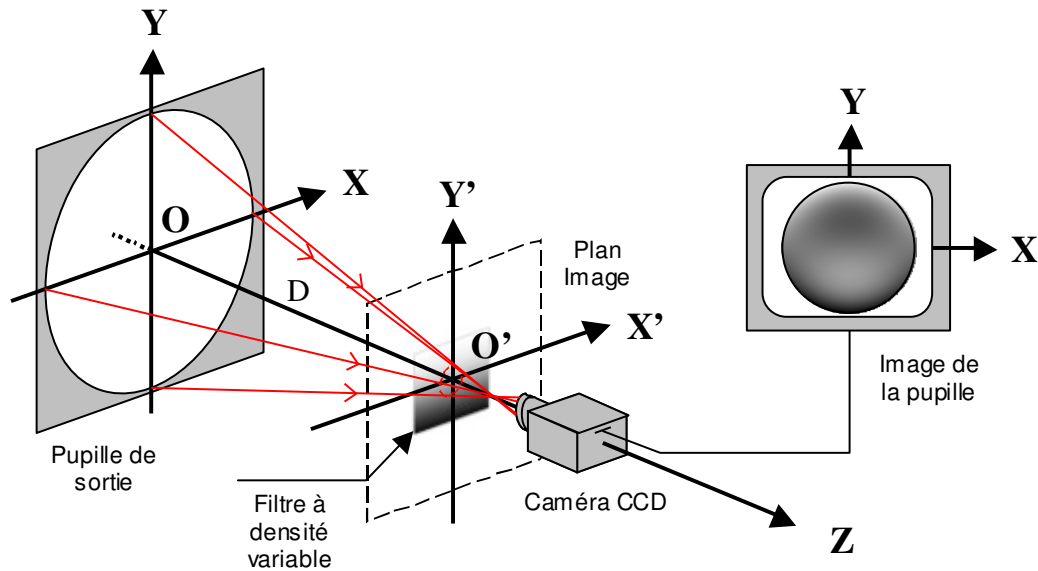
L’art de la méthode de rétro-visée consiste donc à cartographier les zones à haute luminance sur les surfaces réfléchissantes, afin d’en déduire des informations quantitatives sur leur qualité d’ensemble et y situer précisément les défauts. Elle constitue en cela une subtile adaptation de la “méthode de Foucault” [6] aux systèmes concentrateurs d’énergie solaire: très connue des ingénieurs opticiens¹, celle-ci permet en effet d’estimer qualitativement les défauts de polissage d’un miroir au moyen d’un couteau mobile et d’une caméra visant la surface optique, tous les deux placés au plus près du point image. Bien des années plus tard, dans le cadre d’un travail sur les senseurs de surface d’onde² de nouvelle génération, je serai amené à étudier, simplifier et améliorer le “senseur à différentiation optique” décrit par Bortz en 1984 [7]. Celui-ci constitue également une variante moderne du Foucaultage, où le couteau mobile est remplacé par un filtre statique à densité variable (voir Figure 2-2), permettant de reconstruire les défauts des surfaces optiques à partir de leurs dérivées partielles. L’un des principaux avantages de ce WFS est sa capacité de fonctionnement en large bande spectrale avec des objets spatialement étendus [8-9]. J’ai alors réalisé que les méthodes de Foucaultage, de différentiation optique et de rétro-visée sur les installations solaires sont cousines. Leur principe commun consiste à observer, à partir de la zone de convergence des rayons lumineux, les répartitions de luminance dans la pupille de sortie du système optique étudié, en ajoutant un filtre spatial placé en amont du point d’observation (pour la méthode de rétro-visée, le filtre spatial est un simple trou d’épingle). Le lecteur intéressé par ces questions trouvera plus de détails sur l’analyseur de front d’onde à différentiation optique dans l’Annexe 1.

¹ Et toujours pratiquée par les astronomes amateurs du XXIème siècle.

² Notés plus loin WFS suivant leur appellation anglophone “Wavefront Sensor”.



Méthode de Foucault



WFS à différentiation optique

Figure 2-2: Senseur de surface d'onde à différentiation optique (en bas), hérité de la méthode de Foucault (en haut).

Mais revenons-en à présent à Archimède. Il se trouve en effet que l'énergie solaire concentrée est aujourd'hui en pleine renaissance. Dans ce cadre prometteur, il est envisageable et probablement souhaitable de perfectionner les méthodes de réglage des dispositifs de concentration optique par rétro-visée, en proposant l'emploi de filtres de densité variable placés en leur foyer. Bien des problèmes techniques resteraient à résoudre, comme par exemple le dimensionnement et la réalisation du filtre, ainsi que sa résistance au flux solaire concentré. Ceci pourrait fort bien constituer le sujet d'un nouveau travail de thèse, permettant de réunir finalement Archimède et Foucault.

2.2 12000 SOLEILS ET 800 LUNES

Nous avons vu que le principe de rétro-visée consiste à placer une caméra au foyer d'un concentrateur d'énergie solaire en fonctionnement, puis à la braquer vers les surfaces collectrices illuminées [10-11]. Encore fallait-il imaginer les moyens de mettre la méthode en œuvre sans risque de rôtir en un même instant l'expérimentateur et son matériel de prise de vue. Au four solaire de 1000 kW, la solution fut de placer la caméra derrière un écran thermique refroidi par circulation d'eau (cf. Figure 2-3): au centre de l'écran se trouvait une rondelle de cuivre percée d'un trou de diamètre 7 mm et réfrigérée par un serpentin. Un boîtier photographique Canon F1 équipé d'un objectif de focale 600 mm ouvert à F/4.5 visait la surface parabolique du concentrateur à travers le trou, tandis qu'un héliostat¹ était asservi sur le soleil. A cette époque², l'éclairement maximal produit au plan focal par l'ensemble des 63 héliostats du champ était estimé à environ 12000 Soleils³. Dans ces conditions, un seul héliostat pouvait concentrer jusqu'à 200 Soleils, élevant ainsi la température d'un corps noir idéal à 1200 °C. On voit donc que les précautions prises n'était pas superflues.

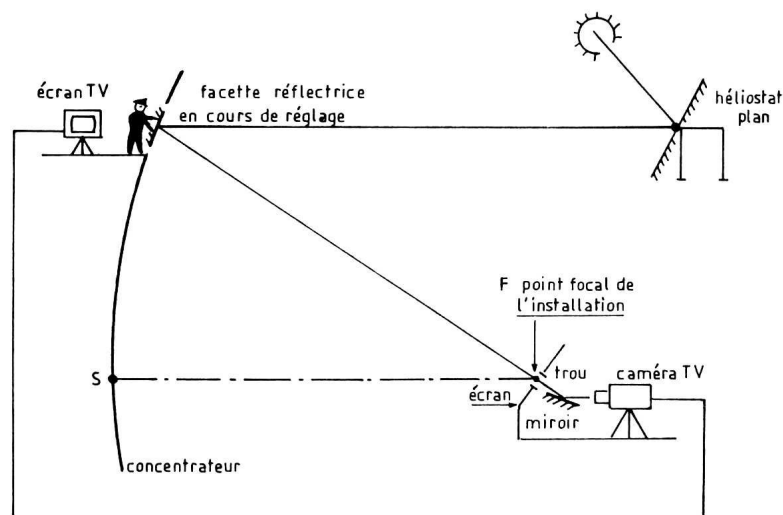


Figure 2-3: Observation expérimentale des répartitions de luminance à la surface d'une facette réflectrice du concentrateur parabolique d'Odeillo.

La Figure 2-4 montre deux exemples de répartitions de luminance observées depuis le foyer de la parabole [10-11]. A gauche apparaît l'ensemble des facettes réflectrices illuminées par un seul héliostat plan⁴: l'image n'est pas sans rappeler les motifs photogéniques réfléchis par les grands buildings de verre de La Défense, de Manhattan ou d'ailleurs, qui contiennent eux aussi de précieuses informations sur les états de surface. A droite sont reproduites les étapes principales de la séquence d'optimisation d'une facette individuelle du four de 1000 kW, développée et perfectionnée au cours de ce travail de thèse. La procédure de réglage découle naturellement des capacités de modifier la forme

¹ Miroir piloté électroniquement ou numériquement afin de réfléchir les rayons du soleil dans une direction fixe à toute heure de la journée. Les "miroirs ardents" d'Archimède furent les premiers héliostats de l'Histoire.

² Comme celles d'un télescope astronomique, les performances des installations solaires évoluent lentement au fil du temps: les revêtements réfléchissants des miroirs se dégradent sous l'effet d'un environnement plutôt hostile, et doivent être refaits à intervalles réguliers, d'où une courbe de performance en dents de scie.

³ Nous exprimons souvent les éclairements en "Soleils" plutôt qu'en W/m². Un Soleil correspond à 1000 W/m², valeur typique d'une journée de beau temps estival à Odeillo.

⁴ Pour obtenir de telles images, il suffisait d'enlever l'objectif de 600 mm, et d'ajuster la distance entre le boîtier photographique et le trou. C'est le principe du Sténopé d'Aristote.

et l'orientation des miroirs. Le concentrateur d'Odeillo se compose en effet de facettes courbées sous contrainte mécanique: une vis centrale permet de creuser la surface réfléchissante, tandis que huit vis périphériques la poussent en avant, contribuant ainsi à la rapprocher du relief paraboloidal idéal. Le miroir est lui-même attaché à la structure du concentrateur en trois points qui permettent de le régler en orientation¹. Il s'agit en somme d'un système précurseur d'optique active. Les grandes étapes de la procédure d'optimisation étaient donc les suivantes:

- 1) Dans un premier temps, on enregistre l'image initiale du soleil vue à travers la facette réfléchissante (en haut et à gauche). Celle-ci résulte du réglage d'origine effectué en maximisant la concentration globale au foyer, et d'éventuelles évolutions au fil du temps. On constate que la forme du miroir n'est pas idéale, car sinon on observerait le centre du soleil sur toute sa surface. Pire encore, certaines zones apparaissent désespérément noires, ce qui trahit la présence d'erreurs angulaires supérieures au rayon angulaire du soleil. On décide donc de modifier la forme de cette facette.
- 2) En jouant sur ses vis de traction et de poussée, on rend à la facette son relief plan d'origine. On découvre alors (en bas à gauche) la répartition de luminance du soleil réfléchi par l'héliostat plan, reconnaissable à son aspect fragmenté et à l'ombre d'une lunette de guidage. Mais l'image est décentrée, signe d'un désalignement de l'ensemble du miroir par rapport à son orientation idéale.
- 3) Le défaut précédent est promptement corrigé en agissant sur les trois points de réglage en orientation de la facette (en haut à droite).
- 4) Il reste alors à recourber le miroir au moyen de ses vis centrale et périphériques, afin d'étaler les zones d'apparence brillante sur toute la surface (en bas à droite). Ce faisant, on maximise à coup sûr le facteur de concentration au foyer de la parabole².

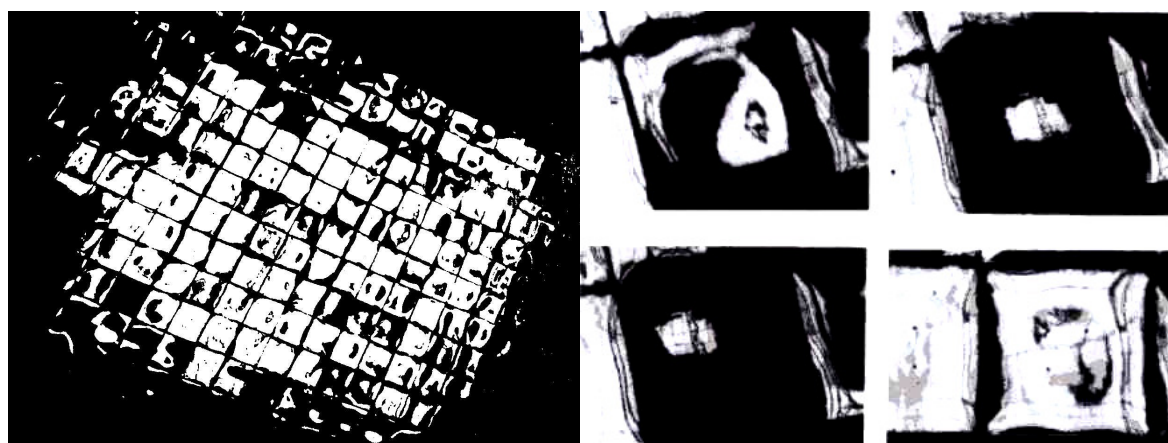


Figure 2-4: Répartitions de luminance observées du foyer du concentrateur parabolique d'Odeillo. A gauche, ensemble de miroirs éclairés par l'héliostat 31. A droite, séquence d'optimisation de la facette réfléchissante (3,4) du panneau 24.

Ainsi procédions-nous au four solaire de 1000 kW d'Odeillo. Mais le deuxième objectif de mon travail de thèse consistait à évaluer les défauts de surface, de réglage et de pointage des héliostats focalisants de la centrale héliovoltaïque THEMIS, qui était alors en pleine activité. Commençons par rappeler ce qu'était cette superbe installation.

En 1979, l'AFME, le CNRS et EDF décidèrent de construire ensemble la première centrale solaire expérimentale française. Située à Targassonne³, THEMIS serait constituée d'un champ de 201

¹ «Tip-tilt», dirions-nous sur un instrument d'observation astronomique.

² En fait, la méthode pourrait certainement être améliorée en combinant plusieurs mesures effectuées à différents points du plan focal.

³ Village proche d'Odeillo et de Mont-Louis.

héliostats focalisants concentrant le rayonnement solaire dans une cavité en forme de parallélépipède rectangle (4 x 4 x 3.5 m) montée sur une tour à 86 mètres de hauteur et inclinée de 30 degrés par rapport à l’horizontale [12-13]. La chaleur y était recueillie par un mélange de sels fondus circulant entre le haut et le bas de la tour, puis transmise à un circuit à vapeur d’eau traditionnel. La concentration maximale théorique à l’entrée de la chaudière était de l’ordre de 800 [12], permettant en principe d’atteindre des températures de 1500°C. En réalité, ce chiffre se révéla bien supérieur au besoin opérationnel, qui était de l’ordre de 500°C. Il fallut donc diminuer le facteur de concentration en introduisant des dépointages contrôlés sur les héliostats. La puissance totale optique collectée par la centrale dépassait les 11 MW, chiffre à multiplier par 2400 heures d’ensoleillement annuel.

Pour appliquer ici la méthode de rétro-visée testée au four solaire d’Odeillo, il suffisait en principe de trouver un point d’observation de l’ensemble du champ. Il en existait effectivement un, situé à environ 12 mètres sous la chaudière et “pointable” par les héliostats grâce à leur système de pilotage informatique en boucle ouverte, mais il s’avéra finalement impraticable d’installer le moindre écran de protection thermique à cet endroit. Bruno Bonduelle, ingénieur de recherche à THEMIS, suggéra alors de remplacer le soleil par une autre source céleste un million de fois moins énergétique: la pleine lune, dont le diamètre apparent reste toujours voisin de celui de l’astre du jour. C’est ainsi qu’après avoir résolu quelques problèmes pratiques¹, je passai plusieurs nuits dans la tour de THEMIS, éclairé par plus de 800 Lunes et toujours muni de l’appareil photographique Canon F1 équipé d’objectifs de focales diverses. Un exemple des nombreux clichés réalisés au cours de ces campagnes de rétro-visée lunaire est reproduit sur la Figure 2-5. L’image semble complexe, mais elle est riche d’enseignements: les héliostats qui apparaissent entièrement brillants sont correctement réglés et dirigés sur leur cible. Sombres, ils souffrent de défauts de pointage supérieurs à 5 milliradians. Entre ces deux cas extrêmes, des simulations numériques permettent de calculer les valeurs réelles des erreurs de pointage et de réglage.

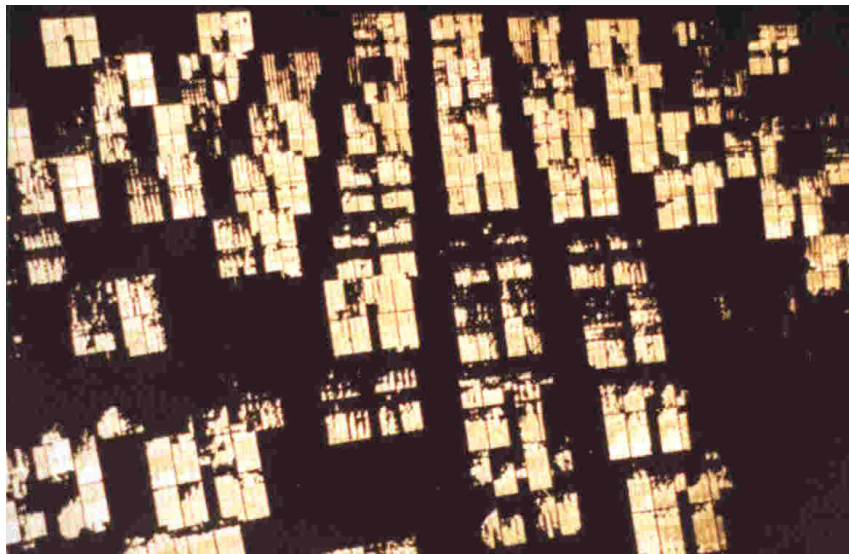


Figure 2-5: “Tir sur la lune” effectué à THEMIS dans la nuit du 5 au 6 février 1985. La photographie montre le groupe des héliostats sud situés au pied de la tour.

Le principe de rétro-visée s’avéra réellement efficace, permettant de déterminer que les défauts de réglage des héliostats d’Odeillo et de THEMIS étaient respectivement voisins de 0.5 et 1 milliradians [10-11]. Les défauts de surface, bien qu’étant d’un ordre de grandeur comparable, se révélèrent plus difficiles à évaluer. Mais, demandera alors un ingénieur opticien anonyme, à combien de longueurs d’onde s’élèvent au juste ces erreurs de surface ? $\lambda/4$? $\lambda/10^2$? La réponse n’est pas immédiate, car la

¹ Par exemple, la trajectoire de la lune est bien plus capricieuse que celle du soleil: elle se calcule à partir d’éphémérides publiées dans la *Connaissance des Temps*, valables durant quatre jours seulement.

² Car notre opticien ne s’exprime qu’en termes de fractions de la longueur d’onde λ .

rétro-visée ne donne directement accès qu'à la pente des défauts, et non pas aux défauts eux-mêmes (autre trait partagé avec la méthode de Foucault). De plus, les erreurs angulaires mesurées sont considérables – de deux ou trois ordres de grandeur supérieures à celles que l'on obtient par polissage optique. Cette question m'a progressivement amené à réaliser que:

- 1) Nous ne nous situons plus ici dans le cadre de la théorie de la diffraction ni dans celle des interférences. La nature ondulatoire de la lumière s'efface devant les aspects géométriques et photométriques.
- 2) Même ainsi, l'approximation des aberrations du 3ème ordre ne suffit pas à décrire de tels défauts. Elle permet néanmoins d'estimer qu'ils sont équivalents à plusieurs centaines de longueurs d'onde. Pour les décrire plus précisément, il serait presque nécessaire d'inventer une nouvelle optique, qui serait gouvernée par le Théorème de la limite centrale.

2.3 LE THEOREME DE LA LIMITE CENTRALE

Ici réside un enjeu technico-économique majeur, car il n'est jamais facile de prédire les performances énergétiques d'une future centrale héliovoltaïque au stade de sa conception. De fait, les bâtisseurs des premiers fours solaires segmentés se trouvèrent confrontés au même problème agaçant: alors que divers calculs et simulations numériques prédisent que les densités de flux au plan focal reproduisent une image plus ou moins floue du disque solaire, les cartes d'éclairement mesurées par calorimétrie et radiométrie révèlent un profil approximativement gaussien dont le maximum est centré sur l'axe optique, à tel point que l'une des meilleures modélisations connues à ce jour reste celle d'Aparisi [14], consistant à recaler un écart-type global caractéristique de l'ensemble des défauts du concentrateur sur les profils expérimentaux [15]. Cette question était au centre de toutes les préoccupations lorsque la première génération de centrales solaires fut construite dans les années 1980¹, et de nombreux et nouveaux codes de calcul furent alors développés en vue d'y répondre [16]. Certains algorithmes étaient inspirés de la "vue en trou d'épingle" de Lipps [17] représentée sur la Figure 2-6, montrant que dans le cadre d'une approximation de premier ordre, la répartition d'éclairement $E(M')$ créée par une facette réflectrice s'exprime comme le produit de convolution de la loi de luminance solaire $L(M')$ projetée dans le plan de réception, avec la réponse impulsionnelle du miroir $RI(M')$, où M' désigne un point de coordonnées (x', y') dans le plan cible. C'était à ma connaissance la première fois qu'une telle relation objet-image, classique en optique de Fourier, était appliquée à une installation solaire.

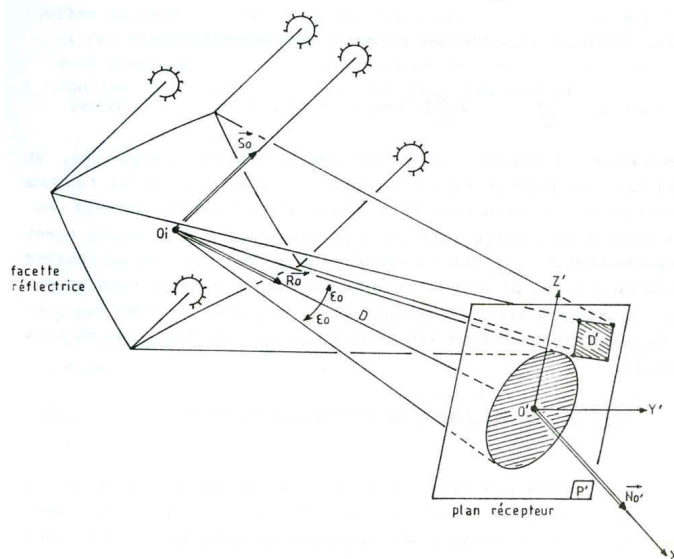


Figure 2-6: Modélisation de la distribution d'éclairement au foyer d'une installation solaire.

¹ SSPS Tabernas (Espagne), EURELIOS Adrano (Sicile), NIO (Japon), THEMIS (France), SES-5 (URSS), CRTF Albuquerque et SOLAR ONE Barstow (USA).

Dans le chapitre 4 de mon mémoire de thèse [1], je cherchais à généraliser le résultat de Lipps, puis à l'appliquer au cas du four solaire à double réflexion [15]. En reprenant la même approche, il est également possible de définir une expression analytique de la densité de flux $E(M')$ concentrée dans la chaudière d'une centrale à tour à simple réflexion, qui apparaît alors comme le résultat d'un produit de convolution à six termes:

$$E(M') = L(M') * RI(M') * P_L(M') * P_M(M') * P_P(M') * P_R(M'), \quad (2-1)$$

où l'on retrouve les fonctions $L(M')$ et $RI(M')$ convoluées avec les distributions d'erreurs statistiques $P_L(M')$, $P_M(M')$, $P_P(M')$ et $P_R(M')$, qui représentent respectivement les défauts locaux de surface, les défauts microscopiques, les erreurs de pointage des héliostats et leurs défauts de réglage, illustrés sur la Figure 2-7. A noter que les deux premiers termes sont les équivalents des défauts de polissage et de rugosité en optique classique. Mais, dira-t-on, pourquoi infliger un tel développement théorique au lecteur ? Pour les deux raisons suivantes:

- 1) Ayant affaire à autant de produits de convolution, le Théorème de la limite centrale prédit que le résultat final tend vers une loi normale: ainsi le caractère gaussien des répartitions de flux mesurées sur les installations solaires s'expliquerait par la combinaison de multiples sources d'erreur, aléatoires et indépendantes.
- 2) L'expression de $E(M')$ pourrait servir de base à l'écriture de nouveaux codes de calcul des performances des centrales héliosélectriques, car quelques-uns des quatre cônes statistiques d'erreur de la relation (2.1) peuvent certainement être décrits par des expressions analytiques simples et faciles à calculer. D'autre part, l'utilisation d'algorithmes de double transformation de Fourier rapide (FFT) permettrait d'accélérer considérablement le calcul des produits de convolution. Ainsi disposerions-nous finalement d'un outil de prédiction des performances des futures centrales solaires fiable, rapide et performant¹.

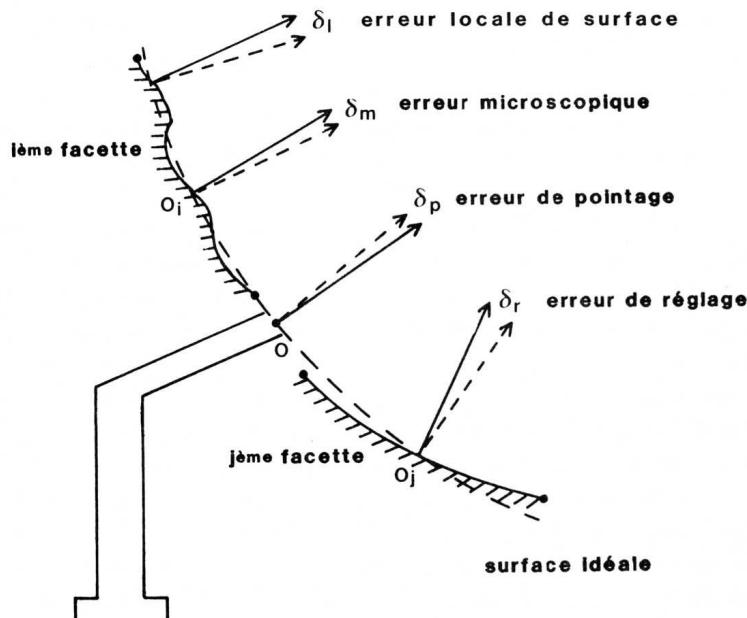


Figure 2-7: Quatre erreurs typiques des héliostats et concentrateurs solaires segmentés.

¹ Le calcul le plus limitant resterait probablement celui des fonctions $RI(M')$, qui dépendent de la topographie du champ d'héliostats et de la hauteur de tour, et doivent être répétés pour différentes positions du soleil dans le ciel en fonction des dates et heures de la journée.

Les idées précédentes ne furent pas poussées plus loin car dépassant largement le cadre de mon travail de thèse. Ce dernier permit finalement d'établir que la principale source d'erreur affectant les performances d'un système concentrateur d'énergie solaire reste incontestablement les défauts de surface des facettes réfléchissantes, ce qui fut constaté à Odeillo aussi bien qu'à THEMIS. Pour maximiser les performances d'une installation existante ou en projet, il conviendrait donc d'améliorer en premier lieu les procédés de fabrication de leurs miroirs, sans pour autant exiger une qualité de polissage "optique" car on cherche essentiellement ici à augmenter la température de travail au foyer des installations: or celle-ci reste soumise à la loi de Stefan et varie comme la racine quatrième du facteur de concentration optique. Dans le cas du four solaire d'Odeillo dont on estime la concentration maximale à 15000 Soleils avec les miroirs actuellement en place, un corps noir idéal pourrait en principe être porté à une température voisine de 4000 °C (voir Figure 2-8). A partir de là, un effort notable sur les méthodes de production industrielle des miroirs devrait raisonnablement permettre d'atteindre des concentrations de l'ordre de 20000 Soleils, soit un gain en température net d'environ 300 °C. Tel serait donc l'objectif à atteindre, et l'on voit finalement qu'il n'était pas nécessaire de polir les boucliers de bronze des soldats grecs au dixième de longueur d'onde pour enflammer les voiles des navires romains dans le port de Syracuse.

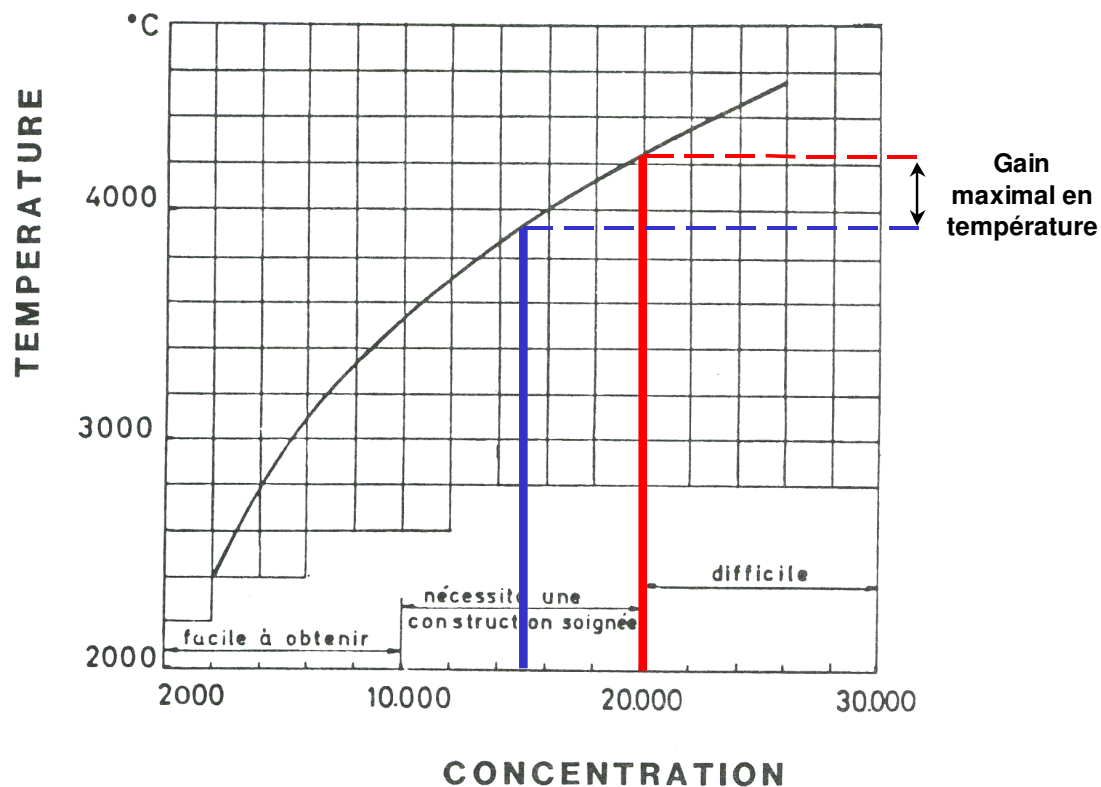


Figure 2-8: Températures d'équilibre de corps noir en fonction de la concentration et difficultés de réalisation [18].

2.4 L'AVENIR DE L'ENERGIE SOLAIRE CONCENTREE

Les clés de l'avenir se trouvent peut-être dans un texte du XIX^{ème} siècle: Augustin Mouchot (1825-1911), pionnier de l'énergie solaire concentrée et inventeur des concentrateurs cylindro-paraboliques, écrivait en effet [3]:

“Si dans nos climats l'industrie peut se passer de l'emploi direct de la chaleur solaire, il arrivera nécessairement un jour où, faute de combustible, elle sera bien forcée de revenir au travail des agents naturels. Que les dépôts de houille et de pétrole lui fournissent longtemps encore leur énorme puissance calorifique, nous n'en doutons pas. Mais ces dépôts s'épuiseront sans aucun doute: le bois qui, lui, cependant, se renouvelle n'est-il pas devenu plus rare qu'autrefois ? Pourquoi n'en serait-il pas de même un jour d'une provision de combustible où l'on puise si largement sans jamais combler les vides qui s'y forment ?”

Cent vingt ans plus tard, un jeune étudiant en thèse croira utile d'ajouter ces quelques mots dans l'introduction de son mémoire [1]:

“Les chocs pétroliers de 1974 et 1978 ont modifié le destin de l'énergie solaire concentrée; c'est à cette époque que furent mises en chantier, dans quelques grands pays industrialisés (USA, URSS, Japon, France, Espagne, Italie) les premières usines prototypes de conversion thermodynamique du rayonnement solaire concentré en énergie mécanique ou électrique. [...] Mais la chute récente des cours du pétrole et la volonté de privilégier la filière nucléaire pour la production d'électricité a marqué la fin de cette période prolifique.”

Le parallélisme entre les deux textes ne saute pas aux yeux. Tentons néanmoins de l'établir:

- A la fin du XIX^{ème} siècle, le bois, le charbon et le pétrole semblent d'inépuisables sources d'énergie mises à la disposition de l'Humanité. Peu de savants suggèrent alors de les économiser.
- Au cours des deux siècles suivants, ces ressources énergétiques se raréfient et sont destinées à être remplacées par la fission nucléaire de l'uranium.
- Pourtant, ce dernier minerai reste rare, inégalement réparti à la surface du globe et sujet à de multiples convoitises géostratégiques. Il n'est probablement pas le combustible renouvelable auquel rêvait Augustin Mouchot.

Qu'en est-il des autres filières énergétiques ? Le réchauffement climatique, la limitation de production de gaz à effet de serre et l'inflation des prix des hydrocarbures sont autant de signes qui incitent les acteurs politiques et économiques à investir dans le développement durable et les sources d'énergie alternatives. C'est ainsi que THEMIS, fermée en 1986, peut renaître de ses cendres et accueillir le projet PEGASE¹, dont le but est d'évaluer une nouvelle technologie de production d'électricité solaire basée sur une boucle à air comprimé et chauffé aux alentours de 1000 °C. Bien que le principal défi réside ici dans la conception de la chaudière, il est probable que les performances du champ d'héliostats devront être sensiblement améliorées, en faisant éventuellement appel aux bonnes vieilles méthodes de rétro-visée. N'en déplaise à Archimède, l'aventure de l'énergie solaire concentrée ne fait que commencer.

¹ “Production d'Electricité par turbine à Gaz et Energie Solaire”, à ne pas confondre avec l'interféromètre spatial du paragraphe 3.3.2.

“Les astrophysiciens pensent qu’il existe d’autres Univers, mais ils sont incapables de nous dire si on peut y changer des billets de 20 dollars.”

Woody Allen (de mémoire)

3. RECHERCHE ET INDUSTRIE

Après un court post-doctorat [15], les réalités de la vie professionnelle me conduiront au cœur de l’industrie spatiale, puis au CNRS pour travailler sur l’instrumentation des télescopes astronomiques terrestres ou spatiaux. Parcours atypique, présenté dans ce chapitre suivant un ordre anti-chronologique: suit donc une synthèse de mes travaux sur le cophasage des télescopes géants (§ 3.1), la spectrographie intégrale de champ et les découpeurs d’image (§ 3.2), l’interférométrie à frange noire pour la détection et la caractérisation de planètes extrasolaires (§ 3.3), ainsi que sur deux missions spatiales très formatrices et instructives (§ 3.4).

3.1 LE COPHASAGE DES TELESCOPES GEANTS

Pourra-t-on jamais étancher la soif de découverte des astronomes ? Le XXème siècle leur avait pourtant apporté la maîtrise quasi totale des télescopes à miroirs: depuis le “Hooker” de 100 pouces de diamètre au Mont Wilson dans les années 1920 jusqu’au Very Large Telescope de l’ESO, mis en service il y a à peine dix ans, cette histoire est bien connue et devrait continuer de plus belle. En effet, les télescopes actuels ne cessent de mettre en œuvre de nouvelles technologies: optique adaptative pour compenser le flou atmosphérique en temps réel, étoiles-guide artificielles laser ou segmentation des surfaces optiques en éléments de taille plus raisonnable. Cette dernière idée renforce d’ailleurs le lien de parenté entre les observatoires astronomiques et les installations solaires: tous deux devront présenter dans l’avenir des diamètres collecteurs de plus en plus imposants. Tous deux seront constitués de dizaines, voire de centaines ou de milliers de facettes réfléchissantes individuelles. Tous deux devront enfin être assemblés et réglés très soigneusement, puis contrôlés à distance.

Les précurseurs des télescopes astronomiques segmentés sont incontestablement les deux Keck de 10 mètres de diamètre construits au sommet de la grande île d’Hawaii: leurs miroirs primaires sont composés d’une mosaïque de 36 segments hexagonaux [19], tous pilotés individuellement grâce à trois vérins assurant les nécessaires degrés de liberté en piston et tip-tilt. Les projets actuels des ELT américain (30 mètres) et européen (42 mètres) sont basés sur ce même principe, tandis que le successeur du télescope spatial Hubble – le James Webb Space Telescope, dont le lancement est prévu en 2014 – sera lui aussi équipé d’un miroir primaire segmenté et déployable dans l’espace. Dans tous les cas, il faudra s’assurer que les différentes facettes réfléchissantes, placées côte à côte, reconstituent effectivement la surface d’un miroir parabolique ou hyperbolique idéal, avec des discontinuités résiduelles typiquement inférieures au dixième de longueur d’onde¹: on dit alors que tous les miroirs sont cophasés. Pour ce faire, les ingénieurs et les chercheurs devront inventer de nouvelles méthodes de réglage, éventuellement inspirées de celles qui furent mises en œuvre sur les Keck [19]. Mais la technique de cophasage ne se limite pas aux seuls télescopes géants: elle est également fondamentale sur les interféromètres à ouvertures séparées, ou pour les futurs hyper-télescopes spatiaux imaginés par le Professeur Labeyrie [20]. Il faut donc concevoir dans cette perspective une nouvelle génération de senseurs de surface d’onde (WFS) capables de mesurer les pistons différentiels entre les diverses

¹ Ici les tolérances définies pour les concentrateurs solaires sont durcies de plusieurs ordres de grandeur.

sections – éventuellement non jointives – de la surface optique collectrice, car les WFS actuels de type Shack-Hartmann, à courbure ou pyramidal semblent peu adaptés à cette tâche.

Ce constat est à l'origine d'une réflexion personnelle engagée depuis bientôt cinq années au CRAL, puis à l'OCA, et qui m'amena progressivement vers un nouveau concept de WFS à décalage de phase¹ répondant aux principales exigences résumées plus haut. Après quelques évolutions notables, le principe actuel de ce WFS peut être résumé par le schéma de la Figure 3-1 [21]: il consiste à introduire un déphasage φ_0 connu et variable dans le temps sur l'une des facettes réfléchissantes du télescope (dénommée par la suite "facette de référence"), puis à tirer parti des modifications constatées sur l'image d'une étoile non résolue² afin d'en déduire des informations précises sur l'état de cophasage des segments. En pratique, il sera plus commode d'introduire un piston équivalent p_0 égal à $\varphi_0/2k$ (où $k = 2\pi/\lambda$, et λ est la longueur d'onde du rayonnement) sur le miroir mobile de référence représenté sur la Figure 3-1, et qui est optiquement conjugué avec la surface optique géante en cours d'examen.

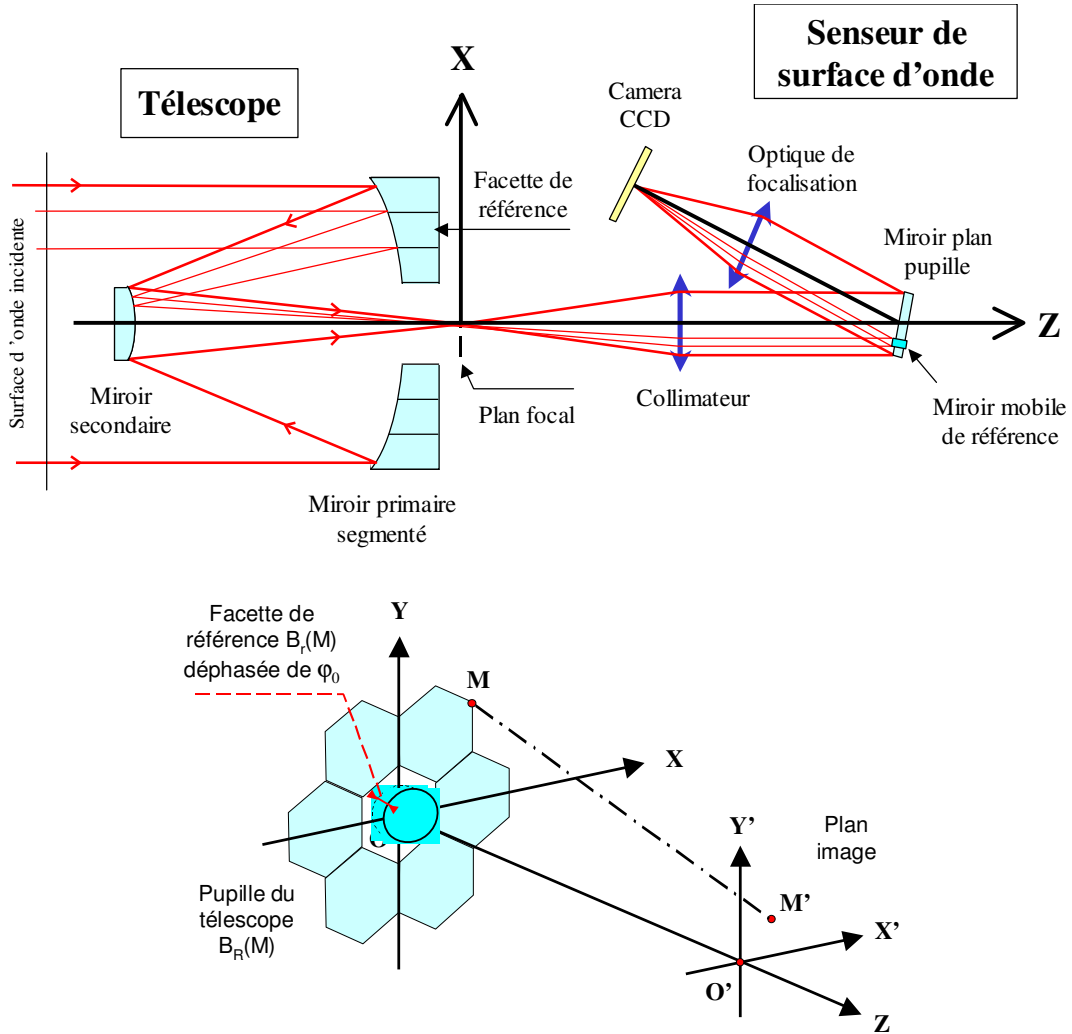


Figure 3-1: Principe du senseur de surface d'onde à décalage de phase (haut) et systèmes de coordonnées utilisés pour le télescope segmenté et son plan focal (bas).

Après avoir introduit le déphasage φ_0 sur la facette de référence, on mesure la PSF dans le plan image $O'X'Y'$ du télescope en utilisant par exemple une matrice CCD. Puis on calcule la Fonction de

¹ Egalement appelé "Télescope-Interféromètre" dans les premières publications.

² En d'autres termes, la réponse impulsionnelle du télescope ou Point Spread Function (PSF).

Transfert Optique (OTF) de l'ensemble du système au moyen d'une transformation de Fourier inverse, qui nous ramène dans le plan pupille OXY:

$$\text{OTF}_{\varphi_0}(\mathbf{M}) = \text{TF}^{-1}[\text{PSF}_{\varphi_0}(\mathbf{M}')](\mathbf{M}). \quad (3-1)$$

$\text{OTF}_{\varphi_0}(\mathbf{M})$ se présente alors comme la somme de quatre termes mathématiques [22]. Les deux premiers sont les Fonctions de Transfert de Modulation (FTM) du miroir segmenté et de la facette de référence, dont les surfaces dans le plan pupille sont respectivement définies par les fonctions $B_R(\mathbf{M})$ et $B_r(\mathbf{M})$ de la Figure 3-1. Mais le troisième terme se révèle plus intéressant: il peut être isolé en combinant linéairement plusieurs OTF mesurées pour des valeurs distinctes de φ_0 . En choisissant par exemple $\varphi_0 = 0, \pi/2, \pi$ et $3\pi/2$, on remonte au produit de convolution des amplitudes complexes dans les deux pupilles:

$$\text{OTF}_0(\mathbf{M}) + i \text{OTF}_{\pi/2}(\mathbf{M}) - \text{OTF}_{\pi}(\mathbf{M}) - i \text{OTF}_{3\pi/2}(\mathbf{M}) = 4C B_R(\mathbf{M}) \exp[ik\Delta(\mathbf{M})] * B_r(\mathbf{M}), \quad (3-2)$$

où i est la racine carrée complexe de -1 et $\Delta(\mathbf{M})$, principal objet de nos efforts, est la surface d'onde aberrante et non cophasée réfléchi par l'ensemble du miroir primaire segmenté. Le coefficient C peut être assimilé à un contraste interférométrique égal au rapport des aires de la pupille de référence au miroir principal. Pour mesurer précisément $\Delta(\mathbf{M})$, il suffirait donc en théorie d'effectuer une déconvolution à partir de la relation (3-2), suivie d'une extraction de phase sur le support de la fonction $B_R(\mathbf{M})$. Mais un tel processus, pourtant facilité par la connaissance a priori du contour de la fonction $B_r(\mathbf{M})$, risque de se révéler trop gourmand en temps de calcul et peu approprié à des applications en optique active ou adaptative. Une autre manière de s'affranchir du produit de convolution est de recourir à "l'approximation Delta" [23], qui consiste à remplacer la fonction $B_r(\mathbf{M})$ par un pic de Dirac, sachant que le diamètre de la facette de référence est sensiblement inférieur à celui du télescope. Alors la relation (3-2) se simplifie considérablement et la fonction recherchée $\Delta(\mathbf{M})$ devient directement proportionnelle à la phase des quatre OTF mesurées, puis combinées linéairement au moyen des coefficients complexes 1, i , -1 et $-i$:

$$B_R(\mathbf{M}) \exp[ik\Delta(\mathbf{M})] \approx [\text{OTF}_0(\mathbf{M}) + i \text{OTF}_{\pi/2}(\mathbf{M}) - \text{OTF}_{\pi}(\mathbf{M}) - i \text{OTF}_{3\pi/2}(\mathbf{M})] / 4C \quad (3-3)$$

Les principales étapes du procédé sont résumées sur la Figure 3-2. Les simulations numériques¹ ont confirmé qu'il est efficace, rapide d'exécution et applicable sur les télescopes segmentés du futur fonctionnant dans un régime d'optique adaptative [24]. Une question importante porte évidemment sur le bien-fondé de "l'approximation Delta", qui définit la résolution spatiale du dispositif et limite l'ouverture de la pupille de référence²: le facteur de contraste C devrait donc être faible, et les erreurs de mesure sur la phase égale à $k \Delta(\mathbf{M})$ amplifiées en conséquence. La Figure 3-3 montre l'évolution de l'erreur d'estimation sur $\Delta(\mathbf{M})$ en fonction du diamètre de l'ELT et de celui de la pupille de référence, et de la magnitude de l'étoile guide pour différentes conditions atmosphériques. Dans le cas d'un télescope de 30 mètres, l'erreur de mesure reste inférieure à la limite de diffraction³ tant que la magnitude de l'étoile guide n'excède pas 8 par bonnes conditions de seeing ($r_0 = 0.25$ m), et 11 dans d'excellentes conditions ($r_0 = 0.5$ m). On en déduit que la technique serait particulièrement bien adaptée à un instrument chasseur de planètes extrasolaires et opérant dans l'infrarouge. Les futurs développements sont nombreux: mesures multispectrales pour étendre la plage de mesure des pistons différentiels, capacité d'évaluation des erreurs de tip-tilt et de la scintillation atmosphérique, étude d'un procédé de déconvolution rapide pour passer outre "l'approximation Delta". Ces travaux permettent donc de progresser sur la voie des senseurs de surface d'onde de nouvelle génération en plan image, et ne se résument pas à un simple prolongement des publications antérieures sur les WFS

¹ Pour la plupart effectuées avec le logiciel COSAC (§ 4.3).

² Pour un télescope terrestre, celle-ci ne devrait en principe pas excéder le rayon de Fried r_0 .

³ Ici définie suivant le critère de Maréchal, soit $\Delta(\mathbf{M}) \leq 0.075 \lambda$ en valeur RMS [25].

à différentiation optique [8-9]¹. Le lecteur intéressé pourra se reporter à l'Annexe 2, qui présente certains développements récents de la méthode de décalage de phase en mode multi-couleurs

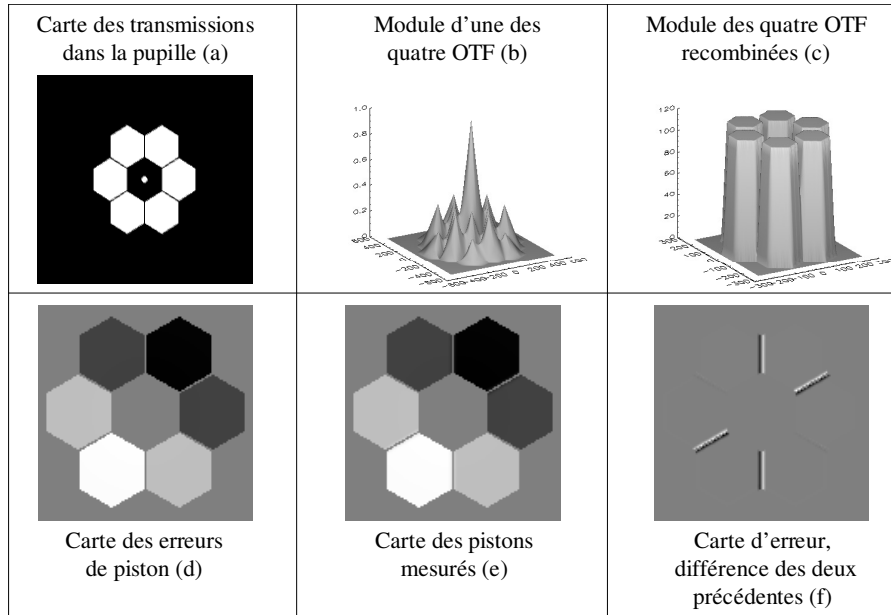


Figure 3-2: Etapes successives de la reconstruction de phase (vues b, c et e). La précision de mesure globale est de $\lambda/6$ PTV et $\lambda/110$ RMS (vue f) – on remarque que les erreurs sont essentiellement situées aux bords des segments. Sur cet exemple la pupille de référence est située au centre du miroir segmenté (vue a), mais cette condition n'est pas strictement nécessaire [22].

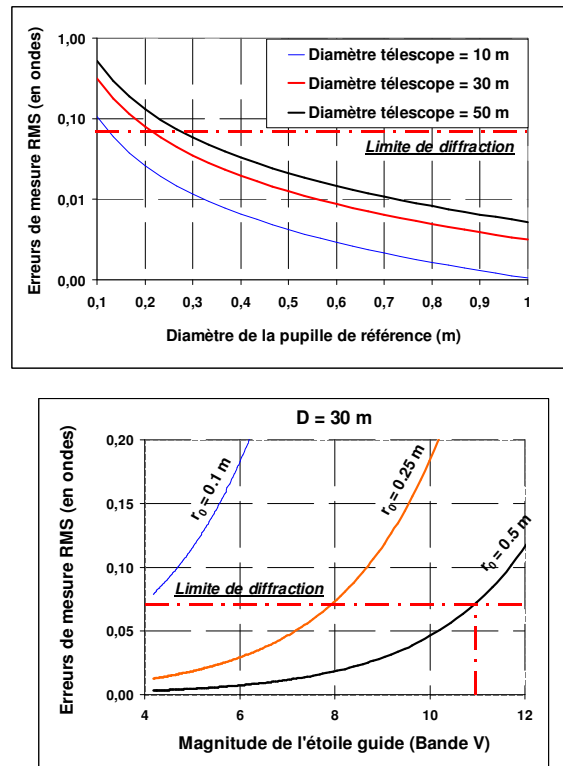


Figure 3-3: Erreurs de mesure du senseur de surface d'onde en fonction de divers paramètres. En haut, les diamètres de l'ELT et de la pupille de référence. En bas, la magnitude de l'étoile guide et les conditions atmosphériques pour un ELT de 30 mètres de diamètre (r_0 est le rayon de Fried).

¹ Dont il aurait fallu reparler aussi, mais la place manque.

3.2 DECOUPEURS D’IMAGE

En janvier 2001, je rejoins le Centre de Recherche Astronomique de Lyon (CRAL), pionnier reconnu de la conception de spectrographes intégraux de champ – que l’on désigne souvent par leur abréviation anglaise IFS, pour Integral Field Spectrograph. Le CRAL souhaite alors développer un nouveau type d’IFS, basé sur des “découpeurs d’image”.

3.2.1 Spectrographie intégrale de champ

La spectrographie intégrale de champ peut à juste titre être considérée comme l’aboutissement des techniques modernes de spectro-imagerie, car elle présente l’avantage décisif de réaliser l’acquisition simultanée d’une image à deux dimensions et de sa décomposition spectrale en tous points (constituant la troisième dimension): le produit final est donc un “cube de données” (u, v, λ), où u et v sont les coordonnées angulaires à la surface de l’objet observé dans le ciel, et λ est la longueur d’onde du rayonnement. Il s’ensuit une économie considérable en termes de temps d’observation par rapport aux dispositifs à balayage temporel classiques (spectromètres à fente longue, interféromètres de type FTS ou Fabry-Pérot...). Dans le cas des télescopes terrestres, la calibration du cube s’en trouve de plus grandement facilitée, car les données ayant toutes été acquises au même instant sont affectées par les mêmes biais atmosphériques, que l’on corrigera donc plus aisément. Un IFS se compose en réalité d’au moins deux unités distinctes:

- Un ré-arrangeur de champ (en anglais IFU, pour Integral Field Unit), qui transforme l’image astronomique en motifs juxtaposés, de manière à ce que les spectres produits en aval par le spectrographe ne se chevauchent pas.
- Un spectromètre à fente conventionnel, décomposant la lumière suivant un axe de dispersion perpendiculaire à celui du champ réarrangé.

L’originalité d’un IFS réside donc essentiellement dans la conception de son ré-arrangeur de champ (IFU), laquelle permet de les regrouper en trois grandes familles¹ représentées sur la Figure 3-4. Ainsi distinguerons-nous, suivant leur ordre chronologique d’apparition:

- 1) Les IFU à fibres optiques [26], tirant profit de la souplesse des guides d’onde pour réorganiser l’image astronomique à deux dimensions en une succession de points alignés suivant la fente du spectrographe. Des microlentilles placées en entrée et en sortie des fibres permettent d’optimiser les taux d’injection et la largeur des PSF au plan focal du spectrographe.
- 2) Les IFU de type “TIGER” [27], découpant le champ objet au moyen d’une trame de microlentilles légèrement inclinée par rapport à l’axe de dispersion du spectrographe. Ils effectuent de plus une inversion champ-pupille, ce qui les rend par principe insensibles à “l’effet de fente”.
- 3) Les IFU découpeurs d’image [28]. Ici, deux ou trois jeux de miroirs plus ou moins complexes assurent la transformation de l’image rectangulaire en une fente, tout en préservant l’imagerie pupillaire à l’entrée du spectrographe.

¹ Cette classification semble toujours valable aujourd’hui bien que d’innombrables variantes de chaque type aient été proposées depuis une vingtaine d’années.

Fraîchement arrivé au CRAL, je fus chargé de la conception optique de l'instrument, dont le schéma de principe est reproduit sur la Figure 3-5. Il se compose essentiellement de deux IFS à trame de microlentilles, l'un "bleu" (entre 0.32 et 0.54 μm) et l'autre "rouge" (de 0.52 à 1 μm), séparés au moyen d'une lame dichroïque. Par rapport aux IFU de l'époque, SNIFS comportait de nombreuses innovations [30] qui méritent d'être mentionnées ici :

- La large bande spectrale de l'instrument nous amena à combattre les deux principaux types d'aberrations chromatiques: le chromatisme axial introduit par les microlentilles de courte focale put être compensé au sein des spectrographes eux-mêmes, tout en gardant le chromatisme latéral sous contrôle afin de réduire la distorsion des spectres dans le plan focal de l'IFS. Par ailleurs, la conception optique de la voie bleue fut compliquée par le choix extrêmement limité des matériaux utilisables dans le proche ultraviolet, soit finalement la silice fondue (SiO_2) et la très délicate fluorine (CaF_2), sensible aux variations de température et aux chocs thermiques.
- Afin d'améliorer les performances radiométriques, tous les miroirs plans à 45 degrés furent remplacés par des prismes à réflexion totale à 50 degrés, qui donnèrent pleine satisfaction au prix d'une conception mécanique rendue plus délicate.
- Enfin, il fut développé un concept original de "voie ciel rouge" dédiée à la calibration des raies OH de l'atmosphère et permettant de concentrer l'énergie collectée par 60 microlentilles à travers une seule d'entre elles (voir le schéma optique de l'Annexe 3). Cette option fut finalement abandonnée pour des raisons de coûts et de calendrier.

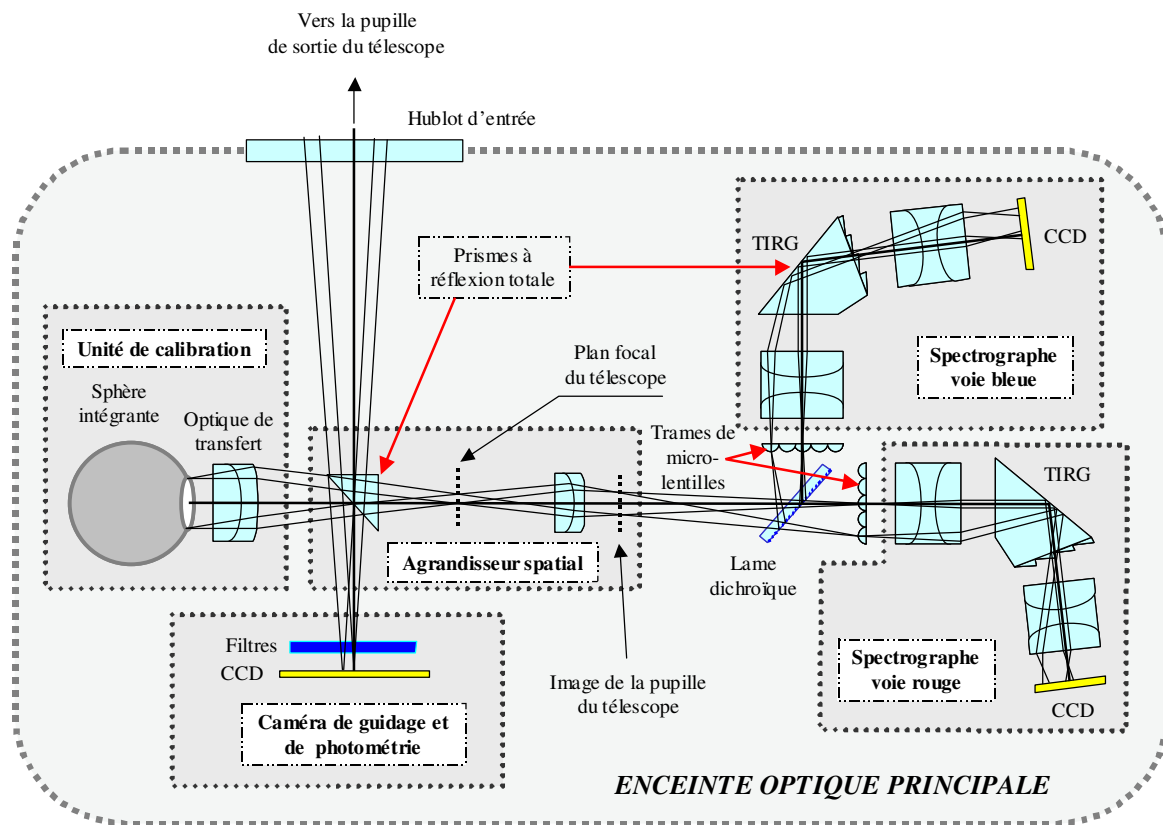


Figure 3-5: Schéma optique de l'instrument SNIFS.

Calculs des tolérances d’alignement, écriture de macro-procédures en mode multi-configurations et prise en compte des effets thermiques... Bien aidé par le logiciel ZEMAX, je découvris enfin le véritable univers de l’ingénieur opticien inconnu que nous avons déjà croisé à la fin du paragraphe 2.2. Vint ensuite le temps de la réalisation des sous-ensembles optiques et de leur intégration en laboratoire. SNIFS fut finalement installé au sommet du Mauna Kea en avril 2004, au foyer du télescope de 2.2 m de l’Université d’Hawaii. Il est resté opérationnel durant quatre ans et sa voie rouge a probablement fourni les meilleurs spectres produits par un IFU de ce type. Mais les découpeurs d’image, plus performants que les trames de microlentilles, devinrent bientôt l’objet de mon unique attention, et cette modeste contribution à la quête de l’énergie sombre s’achève donc ici – du moins pour le moment.

3.2.2 Recherche et développements

Découper en fines tranches les images formées dans le plan focal d’un télescope astronomique, puis les réaligner le long de la fente d’entrée d’un spectromètre conventionnel: telle est la fonction principale d’un découpeur d’images – ou “image slicer”. Le premier d’entre eux, construit par Bowen en 1938 [31], consistait en un empilage de lames réfléchissantes disposées en escalier et semblable aux miroirs-échelettes de Michelson. Le principe allait être perfectionné au fil du temps, notamment grâce à l’introduction de facettes réfléchrices concaves [32-33], puis aboutir à ses premières applications opérationnelles en astronomie dans les années 1990 [34-35]. Parcours exemplaire que celui de ces systèmes découpeurs d’images, qui seront embarqués sur deux des trois instruments scientifiques du JWST [36], futur successeur du Hubble Space Telescope dans les années 2010 et conjointement financé par la NASA et l’ESA. On considère aujourd’hui qu’un IFU découpeur d’image se compose idéalement de trois sous-ensembles distincts (cf. Figure 3-6)¹:

- 1) Le “miroir-découpeur”², conjugué au plan focal du télescope, dévie les faisceaux suivant la direction de la fente du spectrographe et forme des images multiples de la pupille de sortie du télescope sur la barrette des miroirs-pupille. Il se compose d’une pile de N_s lames réfléchissantes, dont les angles autour des axes X et Y³ et les rayons de courbure sont spécifiques à chacune des facettes.
- 2) Les “miroirs-pupille”, disposés sur une barrette parallèle à la fente d’entrée du spectrographe. Ils y forment les images des lames réfléchissantes du miroir-découpeur et définissent le grandissement global de l’IFU. Leurs angles et rayons de courbure doivent être ajustés en fonction de leurs positions sur la barrette.
- 3) Les “miroirs-fente”, matérialisant la fente d’entrée du spectrographe et jouant le rôle classique d’une lentille de champ afin de réduire le diamètre de la pupille d’entrée du spectrographe. Seuls leurs angles autour de l’axe X nécessitent un ajustement.

En pratique, les procédures de contrôle et d’alignement de l’IFU seront naturellement calquées sur les fonctions précédentes: après avoir testé individuellement chacun des sous-ensembles, il faudra donc vérifier, si possible dans cet ordre, les qualités d’imagerie du miroir-découpeur sur la barrette de miroirs-pupille, puis la manière dont celle-ci forme l’image de la pseudo-fente, et enfin la pupille de sortie de l’ensemble du système. Cela implique entre autres conséquences la réalisation d’un banc de test facile et rapide à reconfigurer.

¹ Ces principes ne sont pas immuables, car tous les éléments réfléchissants peuvent en effet être remplacés par des microlentilles. Il est également possible de regrouper les fonctions des miroirs-pupille et des miroirs-fente en un seul sous-ensemble lorsque les angles d’incidence ne sont pas trop grands [37].

² Le nom est à l’origine de fréquents malentendus, car dans la langue de Molière comme dans celle de Shakespeare le terme “découpeur d’image” désigne aussi bien l’objet miroir-découpeur que l’ensemble de l’IFU. Il faut donc se référer constamment au contexte de la phrase où il est employé.

³ Respectivement parallèles à la fente du spectrographe et à son axe de dispersion.

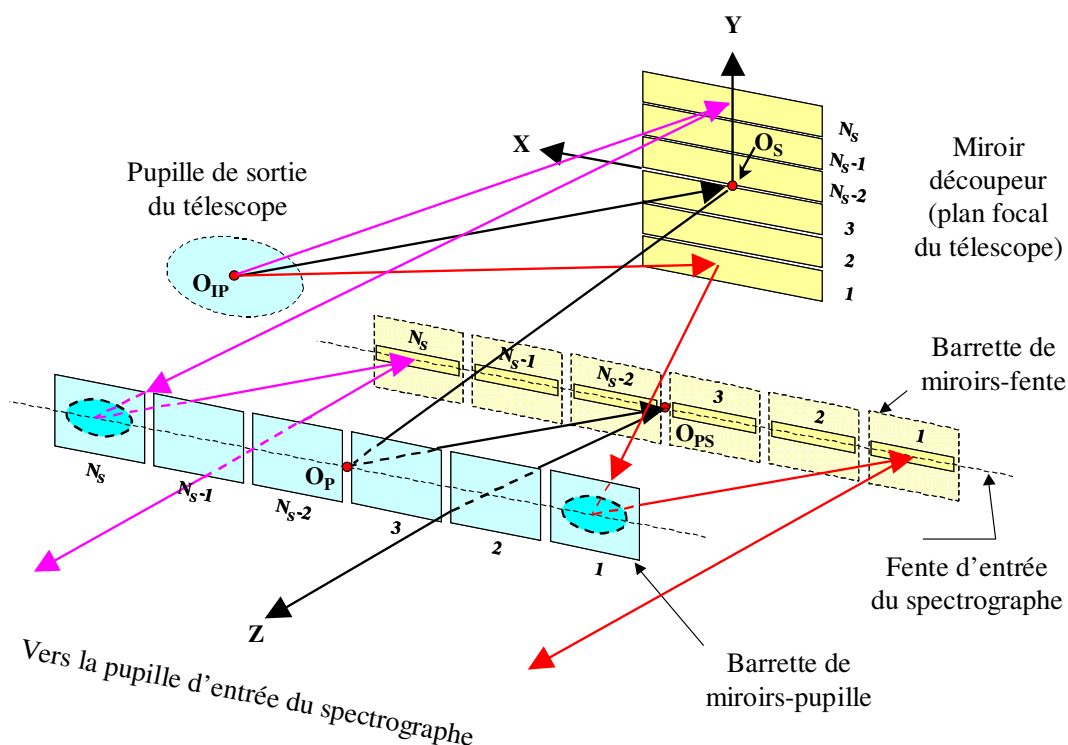
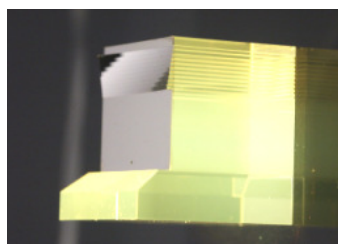


Figure 3-6: Principe du découpeur d'image à facettes concaves [33].

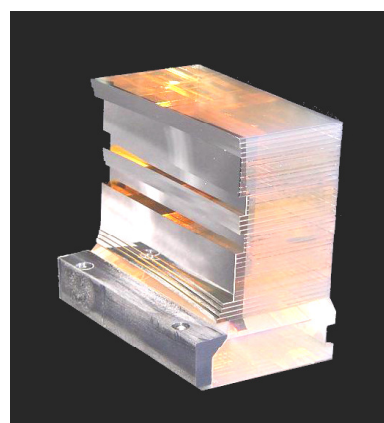
A l'aube du nouveau millénaire, le CRAL s'associa donc avec le LAM et l'entreprise Cybernétix Industrie avec l'objectif de développer une nouvelle génération de découpeurs d'image en verre, assemblés par adhérence moléculaire et qualifiés pour l'environnement spatial. Le CRAL et Cybernétix bénéficièrent à cette occasion d'une bourse CIFRE pour financer les travaux d'une brillante étudiante en thèse dont nous reparlerons plus longuement dans le chapitre 4. Ceci marque le commencement d'une période extraordinairement féconde résumée dans les références [38-39], qui vit la réalisation de trois prototypes différents en moins de trois années – voir la Figure 3-7 et la Table 3-1.



IFU
NIRSspec



Prototype
ESA



Prototype MUSE

Figure 3-7: Trois découpeurs d'image étudiés et testés au CRAL de 2002 à 2004: de gauche à droite, l'IFU de NIRSspec et les prototypes ESA et MUSE – les photos reproduisent les proportions réelles.

L'IFU de NIRSpec

Le premier de ces prototypes est celui du découpeur d'image de l'instrument NIRSpec embarqué à bord du JWST: spectrographe multi-objets travaillant dans le proche infrarouge, NIRSpec offrira en effet un mode intégral de champ dédié à l'étude des jeunes galaxies [36]. La première maquette de cet IFU, comportant un miroir-découpeur et une barrette de miroirs-pupille à dix éléments, fut réalisée par Cybernétix Industrie et testée à l'Observatoire de Lyon au printemps 2002 [40].

Le prototype ESA

Toujours dans la perspective de NIRSpec, le CRAL, le LAM et Cybernétix bénéficièrent d'un contrat de l'Agence Spatiale Européenne pour construire un IFU de plus grande taille et le tester en environnement cryogénique [41]. Les tests en froid furent réalisés à l'Université de Durham à la fin de l'année 2003, démontrant la qualification du procédé pour le milieu spatial.

Le prototype MUSE

Le troisième et dernier prototype était le plus grand jamais réalisé à l'époque (cf. Table 3-1): c'est celui du découpeur d'image de MUSE, spectrographe intégral de champ "titanesque" et instrument de deuxième génération du Very Large Telescope de l'ESO (European Southern Observatory). Cet IFU bénéficia des nombreuses astuces et améliorations découvertes au cours du développement des deux premières maquettes, aussi bien lors de sa conception [42] et de sa fabrication que durant les tests de performance effectués à l'Observatoire de Lyon [43]. Les excellents résultats obtenus décidèrent l'ESO à engager la phase de conception détaillée du projet – belle réussite pour celui qui en était alors le responsable technique, et bonne transition vers le paragraphe suivant.

Table 3-1: Caractéristiques générales des découpeurs d'image conçus, réalisés et testés à l'Observatoire de Lyon [38].

	IFU NIRSpec	Prototype ESA	Prototype MUSE
Nombre total de lames N_s	42	30	38
Nombre de lames optiquement représentatives	10	5	12
Grandissement de l'IFU	0.148	0.082	0.043
Dimensions des lames (mm)	18.9 x 0.9	27 x 0.9	81 x 1.59
Rapport longueur/épaisseur des lames	21	30	51
Tolérance d'alignement des lames (arcsec)	60 (objectif 30)	30	9
Surface totale du miroir-découpeur (mm ²)	714	729	4894
Nombre total d'IFU à fabriquer	1	2 × 4	24

3.2.3 MUSE et super-MUSE

Sonder l'Univers jusqu'à des redshifts de 5 en quête des galaxies apparues 12 milliards d'années plus tôt et découvrir leurs mécanismes de formation: telle sera la mission principale de l'instrument MUSE (Multi Unit Spectroscopic Explorer), opérationnel sur le VLT au tournant des années 2010. Opérant dans le visible et le proche infrarouge, capable d'échantillonner un champ d'une minute d'arc sur 300 x 300 pixels avec une résolution spectrale de l'ordre de 3000, MUSE produira une masse colossale de données scientifiques – plusieurs Tera-octets par nuit d'observation. La conception préliminaire de l'instrument a occupé six laboratoires européens durant trois ans [44-45]: de prime abord, celui-ci se présente comme une grappe de 24 spectrographes, nourrie par autant de découpeurs d'image et

occupant toute la surface d'une plate-forme Nasmyth au foyer de l'un des quatre VLT (cf. Figure 3-8). Installé en aval d'un système d'optique adaptative "ground-layer" de nouvelle génération, MUSE s'annonce dorénavant et déjà comme l'un des futurs instruments phares du VLT.

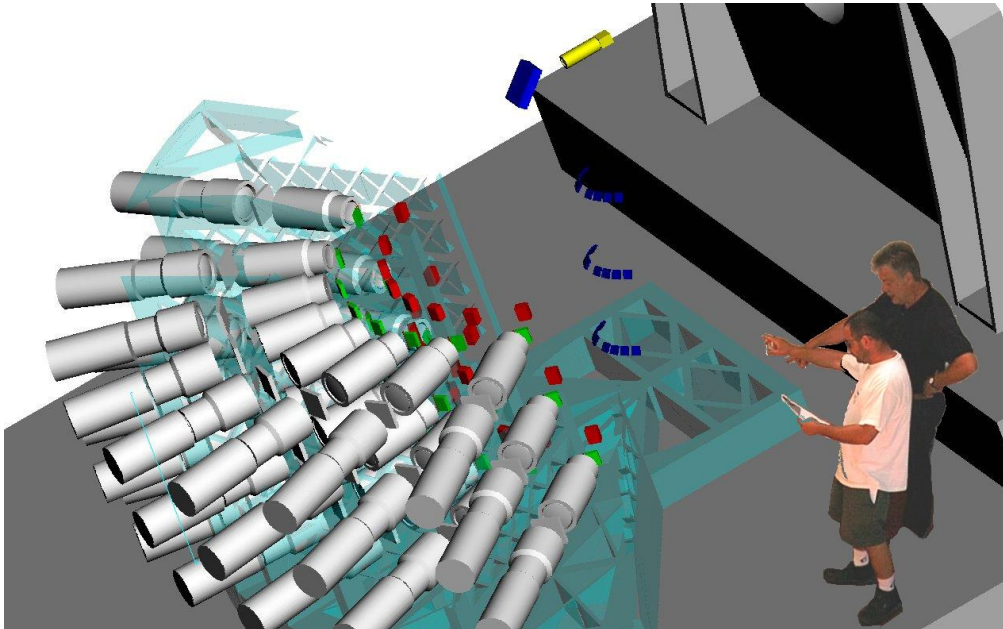


Figure 3-8: Photomontage représentant l'instrument MUSE au terme de son étude de faisabilité [44].

Mais il y a mieux: avec son concept modulaire, MUSE apparaît en effet comme le précurseur de l'instrumentation des futurs ELT européens ou américains, qui offriront des résolutions spatiales inégalées sur un champ de vue restant comparable à ceux des télescopes actuels. Pour collecter une telle quantité d'informations, il sera nécessaire de multiplier le nombre des modules par un facteur 10 ou même 100: les instruments astronomiques terrestres de l'avenir se composeront donc vraisemblablement de centaines d'unités identiques alimentées par un sous-système découpeur de champ, et fabriquées en série afin de diminuer leurs coûts de réalisation. Dans cette perspective, le géant MUSE se métamorphose en un colossal "super-MUSE", dont la conception pourrait s'inspirer de deux idées originales développées lors de l'étude de faisabilité initiale:

- L'implantation d'un découpeur de champ composé de trames de microlentilles et d'un agrandisseur grand angle [44] simplifie considérablement l'architecture générale du futur super-instrument (voir Annexe 4, Figure A4-1).
- Le coût des découpeurs d'image peut être sensiblement diminué par le choix d'un design catadioptrique [42], associant un miroir-découpeur fabriqué "sur mesure" à des trames de microlentilles plus adaptées à la production en série (Annexe 4, Figure A4-2). Une autre option consiste à réaliser des miroirs-découpeurs monolithiques par la technologie d'usinage diamant.

Pourquoi avoir quitté un tel projet, vous demanderez-vous ? Parce que j'avais contracté la fièvre des exo-planètes plusieurs années auparavant, en travaillant sur la "nulling interferometry" (ou interférométrie à frange noire) à l'Aérospatiale de Cannes.

3.3 INTERFEROMETRIE A FRANGE NOIRE

La découverte de la première planète extrasolaire d’une masse comparable à celle de Jupiter autour de l’étoile 51 Pégase, effectuée par Mayor et Queloz grâce au spectrographe ELODIE de l’OHP [46], marque le début d’une compétition scientifique acharnée qui nous permettait de compter plus de 400 exo-planètes reconnues au début de l’année 2010. Existe-t-il parmi elles d’autres Terres susceptibles d’abriter la vie ? La question passionne évidemment le monde des astrophysiciens et des exobiologistes, mais sa portée philosophique voire religieuse lui permet de toucher un plus vaste public. Bientôt deux projets majeurs verront le jour sur les rives opposées de l’Atlantique: Darwin en Europe [47] et le “Terrestrial Planet Finder Interferometer” (TPF-I) en Amérique [48]. Tous deux reposent sur la technique d’interférométrie à frange noire, dont le principe est superbement illustré par l’image de synthèse de la Figure 3-9.

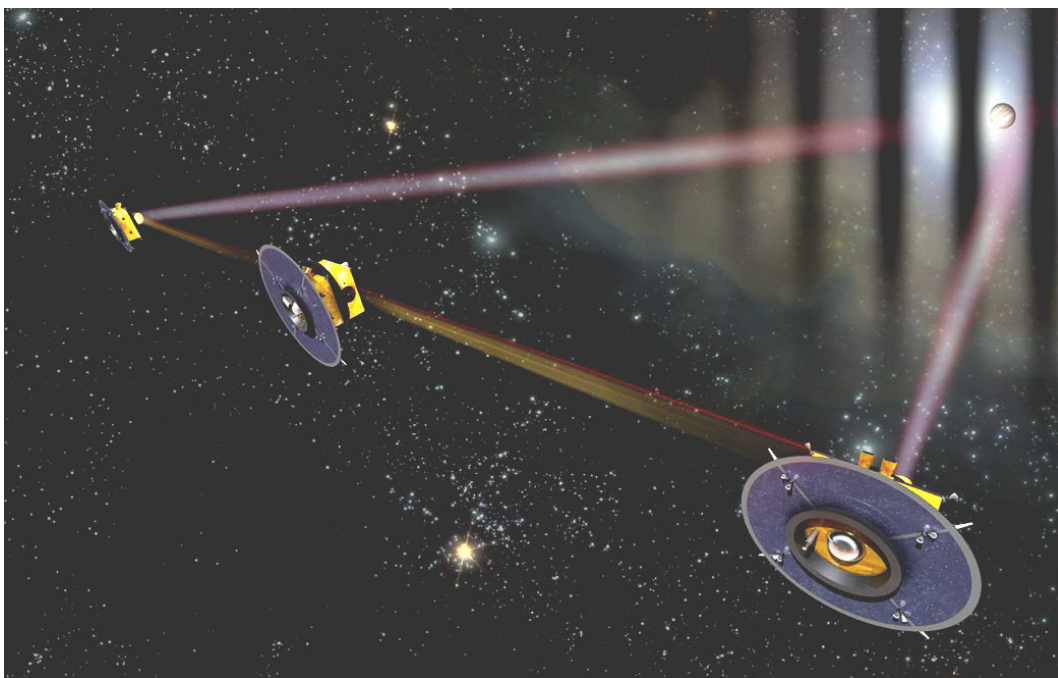


Figure 3-9: Vue d'artiste de Pégase, interféromètre à frange noire constitué de deux télescopes collecteurs et d'un recombiner central, en quête d'exo-planètes de type Jupiter [49].

3.3.1 Un déphaseur achromatique pour Darwin et MAI2

Imaginez une flottille de télescopes spatiaux séparés par plusieurs centaines de mètres de distance et scrutant ensemble un système de planètes extrasolaires, comme représenté sur la Figure 3-9: leur précision de pointage est de l'ordre de la milliseconde d'arc, tandis que leurs positions doivent être stabilisées à quelques nanomètres près. Tous renvoient les faisceaux lumineux vers un recombiner central équipé de déphaseurs achromatiques¹ créant une interférence destructive sur l'axe optique principal. Il suffit donc en principe de cacher l'étoile derrière cette frange noire, et de l'y maintenir durant un temps d'exposition de plusieurs jours pour recueillir les photons issus de la planète et effectuer leur analyse spectrale: la présence de vapeur d'eau, d'ozone et de gaz carbonique signalerait la première vie extra-terrestre jamais observée... Autant de défis technologiques considérables – à la mesure de l'enjeu scientifique et philosophique – pour lesquels l'ESA lance un appel d'offres en 1997:

¹ Que nous désignerons ensuite par leur abréviation anglaise APS – “Achromatic Phase Shifter”.

le projet Darwin vient d’entrer enfin en phase industrielle, provoquant une mobilisation générale au Service des Etudes Avancées de l’Aérospatiale de Cannes. Comme d’habitude, nous nous partageons le travail afin de répondre en moins de trois semaines. J’obtiens la responsabilité de l’étude du déphaseur achromatique, sans trop réfléchir aux conséquences.

Le cahier des charges préliminaire de l’APS Darwin est plutôt succinct: il doit maintenir un écart de phase $\delta\phi$ inférieur à 3 milliradians (soit $\lambda/2000$) entre les différents télescopes collecteurs, sur une bande spectrale couvrant plus d’un octave (par exemple entre les deux longueurs d’onde infrarouge $\lambda = 6$ et $17\ \mu\text{m}$). Au-delà de ces chiffres, la fonction primordiale de l’APS est de transformer l’habituelle frange constructive “blanche” observée au centre du champ des interféromètres stellaires en frange destructive “noire”. Cela peut être effectué au moyen de lames de verre constituées de matériaux différents, comme suggéré dans une communication d’Angel *et al* [50] qui constituera un solide point de départ: en insérant de telles lames dispersives sur toutes les voies de l’interféromètre (voir Figure 3-10) et en jouant sur leurs épaisseurs, on arrive effectivement à rendre les différences de phase indépendantes de la longueur d’onde sur toute la bande spectrale spécifiée¹. L’idée est d’autant plus séduisante qu’elle n’introduit en pratique qu’un nombre limité de composants optiques passifs, chose toujours fort appréciée dans le milieu de l’industrie spatiale. Le principe sera finalement démontré en laboratoire par Morgan [51] quelques années plus tard, au moment où Mieremet en publiera le formalisme analytique [52]. A titre de comparaison, le texte de mon étude originale de 1997 est reproduit quasi *in extenso* dans l’Annexe 5.

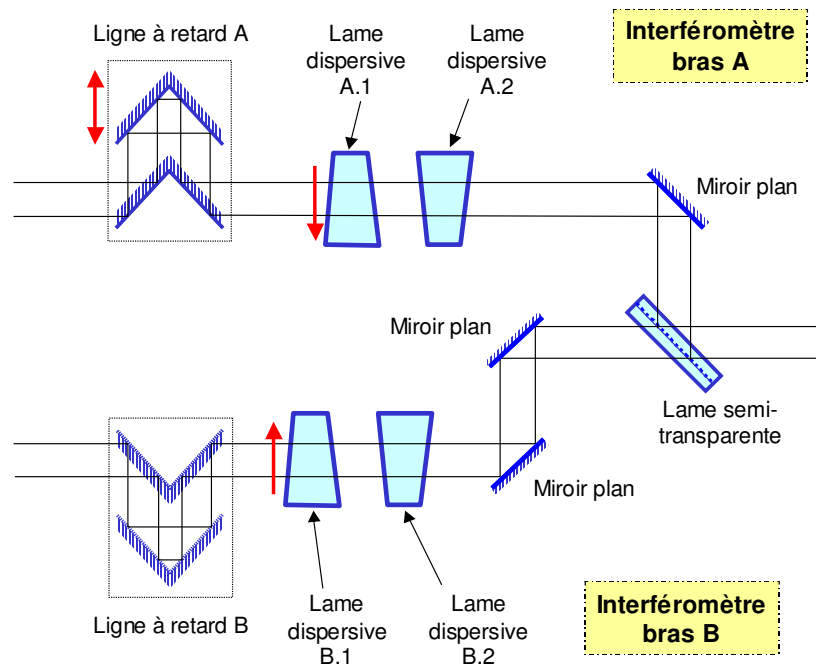


Figure 3-10: Principe d’un déphaseur achromatique à lames dispersives. La ligne à retard A est utilisée pour compenser les différences de marche de toutes origines (instrumentales ou introduites par le vol en formation), tandis que la valeur absolue du déphasage achromatique est ajustée en déplaçant latéralement les lames prismatiques A.1 et B.1.

C’est alors que l’ingénieur opticien inconnu du paragraphe 2.2 réapparaît soudainement, demandant tout de go: “Pourquoi n’avoir pas plutôt fixé votre choix sur un concept intrinsèquement achromatique, tel le passage par un foyer intermédiaire [53] ou les périscopes à retournement de pupille [54], qui ne sont tributaires des propriétés physiques d’aucun matériau ? — Moi (pris de court): Simplement parce que ces deux techniques étaient encore peu connues à l’époque, et leurs

¹ La méthode s’inspire à la fois du procédé classique d’achromatisation des systèmes optiques, et de celui d’optimisation des couches minces.

avantages et inconvénients respectifs non discutés. Mais la question demeure, et les meilleurs résultats expérimentaux obtenus à ce jour [55-56] ne permettent pas encore d’y répondre clairement. Peut-être nous reposerons-nous en définitive sur des critères plus terre-à-terre, tel le nombre total de surfaces optiques à fabriquer, puis à aligner afin de réaliser le système, ou sa capacité à introduire un déphasage achromatique variable et éventuellement modifiable en orbite ? Quoi qu’il en soit, il semble impératif de continuer à réfléchir et à travailler pour améliorer tous ces concepts d’APS.”

L’occasion de continuer se présentera finalement en mai 2000, lorsque l’ESA publie un nouvel appel d’offres concurrentiel pour la réalisation d’un “Multi Aperture Imaging Interferometer” (MAII, ou MAI2), dont l’objectif est d’atteindre des taux de réjection inférieurs à 10^{-6} avec une source polychromatique de largeur spectrale $\delta\lambda/\lambda$ au moins égale à 5 %. Il y a là un pas décisif à franchir, car les meilleurs “nulls” de l’époque ont été obtenus en lumière monochromatique et polarisée – généralement celle du laser Hélium-Néon à 633 nm. Alcatel Space¹ me désigne alors comme responsable technique de la réponse à appel d’offres: inspirés par la réussite de l’instrument FLUOR construit autour de trois aiguillages de fibres optiques monomode [57], nous allons proposer à l’ESA de miser sur la technologie émergente de l’optique intégrée [58]. Celle-ci présente en effet l’avantage de regrouper plusieurs fonctions essentielles d’un interféromètre stellaire – notamment la séparation et la recombinaison des faisceaux ainsi que le filtrage spatial des surfaces d’onde – dans un seul et unique composant de la taille d’une boîte d’allumettes (cf. Figure 3-11), rigide et peu sensible aux conditions d’environnement thermique ou climatique.

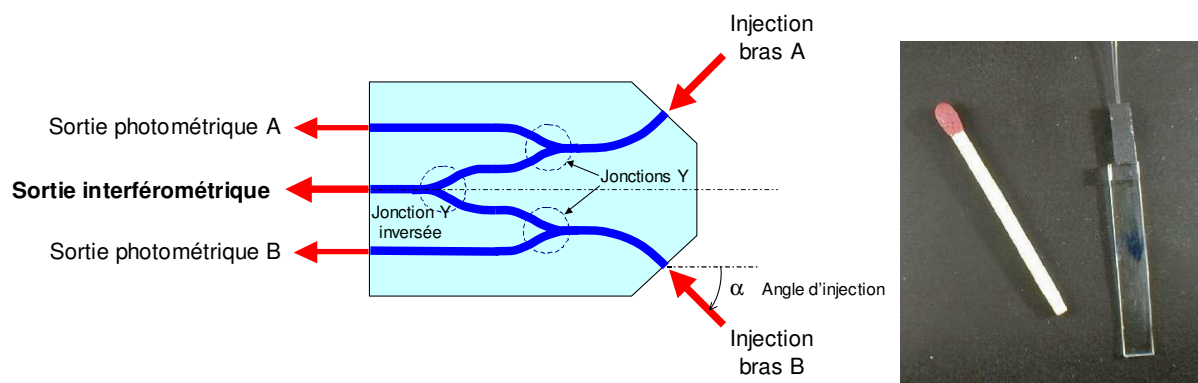


Figure 3-11: Recombineur Y en optique intégrée pour le banc MAI2.

Outre son recombineur Y en optique intégrée et son déphaseur achromatique à lames dispersives², le banc de test MAI2 incorpore de nombreux dispositifs de compensation d’erreurs (voir le schéma de principe de l’Annexe 6): ligne à retard asservie sur le point d’inflexion entre les deux premières franges au moyen d’une source laser décentrée, égalisation des intensités grâce à des couteaux mobiles, système de correction de la biréfringence et des rotations de polarisation différentielles... Il ne faut pas lésiner sur les moyens lorsque l’on cherche à atteindre un null polychromatique de l’ordre de 10^{-6} ! Tous ces efforts se révéleront payants, puisqu’en 2007 Buisset *et al* [55] obtiennent un taux d’extinction inférieur à $2 \cdot 10^{-5}$ en lumière non polarisée³, sur un banc MAI2 n’ayant pas cessé d’être amélioré au fil des années. Entre-temps, la “manip” a été reprise par mon ex-collègue d’Alcatel Space Marc Barillot, et a constitué le sujet de thèse de deux jeunes étudiants [55] [59]. Je ne remercierai jamais assez ces trois acteurs essentiels de la belle réussite du MAI2.

¹ Repreneur de l’Aérospatiale Cannes en 1998.

² Héritage naturel de l’étude de 1997.

³ Le JPL obtiendra le même résultat deux années plus tard.

3.3.2 Retour vers le nulling

Telle une drogue, la fascination pour les exo-planètes me ramènera au début de l’année 2006 dans les Alpes-Maritimes, à l’Observatoire de la Côte d’Azur (OCA) qui a précisément développé une expertise reconnue en ce domaine¹. De plus, la proximité géographique avec mon ancienne entreprise² laisse augurer de fructueuses collaborations, dont la première ne tarde d’ailleurs pas à se concrétiser: au sein d’un Consortium piloté par le CNES et constitué de l’ONERA, de l’Institut d’Astrophysique Spatiale d’Orsay, de l’Observatoire de Paris et de Thales Alenia Space, l’OCA travaille depuis quelques mois sur l’instrument spatial Pégase [49]. Il s’agit d’un interféromètre à frange noire de type Bracewell en quête de géantes gazeuses extrasolaires, composé de deux sidérostats distants de quelques centaines de mètres et orbitant autour d’un recombineur central (voir la Figure 3-9). Pégase se présente également comme le précurseur technologique idéal pour Darwin. Proposés conjointement en réponse à l’appel à idées “Cosmic Vision” de l’ESA, les deux projets ne seront malheureusement pas retenus, entre autres raisons parce que la technique de vol en formation d’un escadron de satellites ne semble pas suffisamment maîtrisée.

Dans la mythologie grecque, le héros Persée dompte le cheval ailé Pégase qui l’aidera à abattre la monstrueuse Chimère. Nous nous retrouvons ici dans la situation inverse: PERSEE (Pégase Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction) sera le démonstrateur sol de la mission Pégase, visant à atteindre un taux de réjection inférieur ou égal à 10^{-4} et stabilisé à mieux que 10^{-5} sur une durée de quelques heures [60]. Performance réellement difficile à atteindre, mais qui ne suffirait peut-être pas à le distinguer de ses prédécesseurs européens et américains s’il ne comportait quelques traits de caractère bien marqués: PERSEE devra tout d’abord fonctionner en lumière totalement naturelle (polychromatique, incohérente spatialement et non polarisée). Il sera ensuite équipé d’un système de compensation en temps réel des défauts de pointage des sidérostats et des différences de marche engendrées par leur contrôle d’attitude. Il comportera enfin plusieurs sous-ensembles opto-mécaniquement complexes et représentatifs de l’instrument de vol (cf. le schéma optique de l’Annexe 7), tels un APS périscopique et un recombineur co-axial de type Mach-Zehnder modifié, des fibres optiques monomode dans la bande astronomique K, et un couple de compresseurs de faisceaux s’annonçant particulièrement complexes d’alignement. Les premiers “nulls profonds” en large bande de PERSEE viendront peut-être d’avoir lieu au moment où vous lirez ces lignes.

Le projet PERSEE me donne également l’opportunité d’approfondir certaines questions intrigantes soulevées lors des études de 1997 et 2000 sur Darwin: quelle est l’influence réelle du déphaseur achromatique sur les capacités de pseudo-imagerie de l’instrument³ ? Que penser des APS à retournement de pupille, qui provoquent le dédoublement de l’image des planètes [53-54] ? Le choix du système de filtrage des surfaces d’onde, indispensable à bord d’un interféromètre spatial à frange noire, pourrait-il s’en trouver modifié⁴ ? Ces points ont été abordés dans trois publications récentes [63-65] visant à établir l’expression analytique des cartes de transmission $T(u,v)$ projetées par l’interféromètre sur le ciel (les principaux systèmes de coordonnées utilisés sont représentés sur la Figure 3-12). On montre alors que dans le cas d’une recombinaison co-axiale des faisceaux, $T(u,v)$ s’exprime comme le produit d’une fonction enveloppe $E(u,v)$ avec la distribution angulaire des franges constructives ou destructives générées par les N ouvertures d’entrée [65]:

$$T(u, v) = E(u, v) \times \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[2i\pi(ux_n + vy_n)/\lambda] \right|^2, \quad (3-4)$$

¹ C’est ici que l’un des trois principaux types d’APS connus à ce jour fut inventé par J. Gay et Y. Rabbia [53].

² Qui s’appelle désormais Thales Alenia Space.

³ Bien que l’interféromètre à frange noire ne soit pas un véritable instrument imageur, il permet de reconstituer une série de “cartes vraisemblables” du système stellaire observé en combinant les données recueillies lors de la rotation des télescopes collecteurs [47-48].

⁴ Il est courant d’opposer aujourd’hui le filtrage spatial effectué au passage d’un simple trou d’épingle [61] au filtrage modal réalisé au moyen d’une fibre optique ou d’un guide d’onde monomode [62], et de conclure à la supériorité du second. En fait les deux systèmes semblent être très complémentaires ainsi que discuté plus loin.

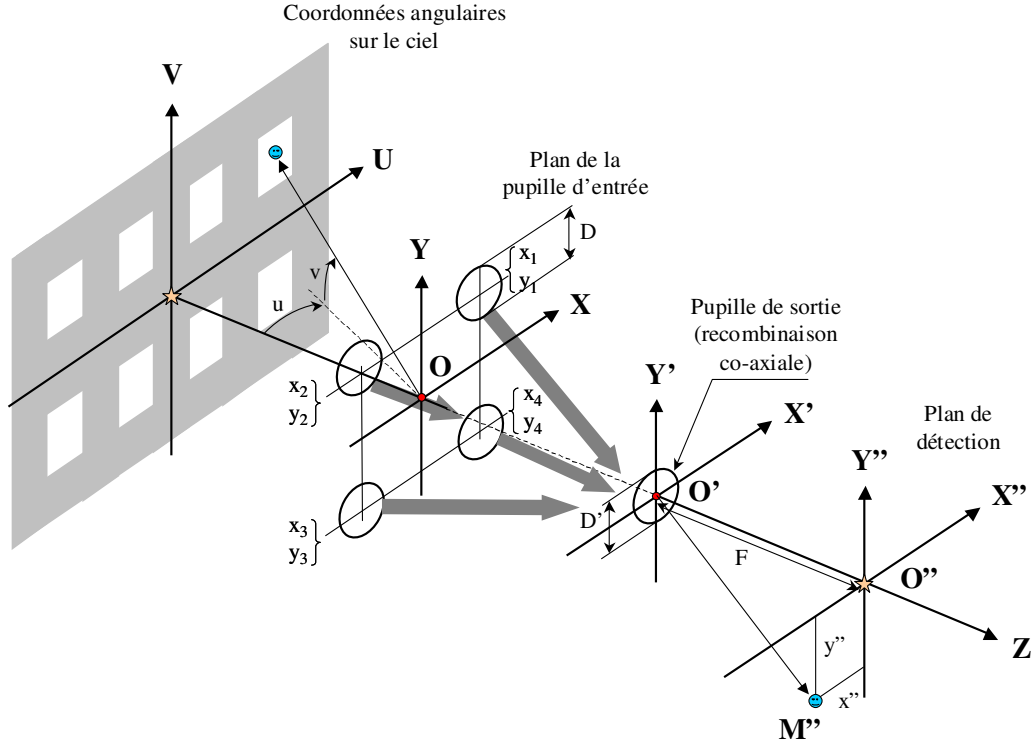


Figure 3-12: Systèmes de coordonnées utilisés pour le calcul des cartes d'extinction $T(u,v)$.

où a_n et φ_n représentent le module et la phase des ondes transmises par les différentes sous-pupilles, centrées sur les points de coordonnées (x_n, y_n) – cf. Figure 3-12. De plus, la fonction enveloppe $E(u,v)$ se réduit elle-même au produit de corrélation de la répartition d'amplitude complexe $\hat{B}_D(x'', y'')$ formée dans le plan image d'une pupille circulaire de diamètre D' avec les fonctions caractéristiques du filtrage spatial ou modal effectué dans ce même plan. Ainsi dans le cas d'un trou d'épingle décrit par une distribution $B_P(x'', y'')$ uniforme à l'intérieur d'un disque de diamètre P :

$$E(u, v) = \left\{ \left| \hat{B}_D(x'', y'') \right|^2 \otimes B_P(x'', y'') \right\} (Fu, Fv), \quad (3-5)$$

où le symbole mathématique \otimes désigne le produit de corrélation, et F est la distance focale image de l'optique de recombinaison. L'expression de $E(u,v)$ est toutefois légèrement différente dans le cas d'un guide d'onde monomode décrit par la fonction de filtrage $G(x'', y'')$ – souvent approximée par une loi normale:

$$E(u, v) = \left| \hat{B}_D(x'', y'') \otimes G(x'', y'') \right|^2 (Fu, Fv). \quad (3-6)$$

A partir des trois relations précédentes, j'ai effectué de nombreuses simulations numériques, dont les résultats les plus significatifs sont illustrés par les cartes d'extinction reproduites sur la Figure 3-13. On constate que le filtrage spatial offre un champ de vue environ deux fois plus étendu que le filtrage modal, ce qui le rendrait donc plus efficace lors de la phase de "détection aveugle" des planètes extrasolaires [64]. La nature du déphaseur achromatique joue également un rôle important: le filtrage modal est compatible avec tous les types d'APS, tandis que le trou d'épingle perd l'avantage de son large champ lorsqu'il est associé à un APS à retournement de pupille [63]. Autant d'enseignements à prendre en compte dès le démarrage de la phase de conception d'un interféromètre spatial à frange noire.

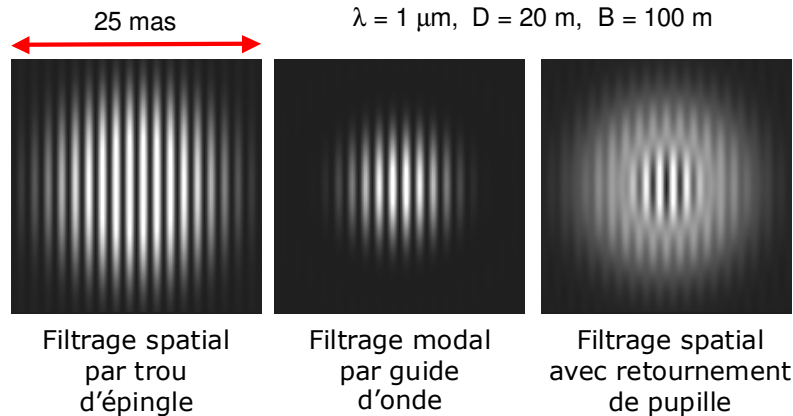


Figure 3-13: Calcul des cartes d'extinction $T(u,v)$ d'un interféromètre à frange noire à recombinaison axiale, équipé de différents types d'APS et de systèmes de filtrage des surfaces d'onde.

La conclusion provisoire et quelque peu inattendue serait donc d'embarquer systématiquement les deux techniques de filtrage des surfaces d'onde à bord des futurs interféromètres spatiaux chasseurs d'exo-planètes [65]. Mais l'affaire est loin d'être terminée, car tout ce qui précède n'a été démontré que dans le cas d'une combinaison co-axiale des faisceaux. Qu'en est-il du mode de recombinaison multi-axial qu'utilisent un certain nombre d'interféromètres actuels ou en projet ? La partie la plus intéressante de cette étude restait en fait à venir: elle a finalement été publiée très récemment et se trouve résumée dans l'Annexe 8 de ce mémoire.

3.4 MISSIONS SPATIALES

A la lecture des passages de la section précédente concernant Darwin, on aura compris que j'éprouve du respect et une certaine sympathie pour l'industrie spatiale et ses instruments d'observation embarqués: comment oublier en effet les projets ISO et IASI, qui m'ont véritablement appris le métier d'ingénieur ?

3.4.1 ISO

Notre Univers se constitue en grande partie de corps froids rayonnant dans un domaine de longueur d'onde infrarouge compris entre 2 et 200 microns. Pour observer l'intégralité de cette bande spectrale dont de nombreuses portions sont rendues opaques par l'atmosphère terrestre, il est nécessaire de construire des observatoires spatiaux, tel le satellite ISO¹ de l'Agence Spatiale Européenne, lancé à bord d'une fusée Ariane IV en 1995. Dix années avant l'observatoire Spitzer, ISO explora donc un monde infrarouge encore inconnu, où les étoiles naissent au sein de nuages de gaz et de poussières qui les cachent en lumière visible, engendrent des disques proto-planétaires, et disparaissent en de féériques nébuleuses célestes. Une nouvelle génération d'étoiles peut alors s'éveiller – le parallèle avec la vie terrestre est absolument évident.

Mais l'observation infrarouge impose des contraintes spécifiques: aucune source de chaleur parasite ne peut en effet être tolérée, y compris le rayonnement émis par les miroirs du télescope ou la matrice des éléments photosensibles eux-mêmes. ISO présentait donc la particularité d'être entièrement refroidi à la température de l'hélium liquide (4 K). Pour cela, le télescope et ses quatre instruments scientifiques²

¹ Pour "Infrared Space Observatory".

² Comprenant deux spectromètres à courtes et hautes longueurs d'onde SWS et LWS, une caméra infrarouge ISOCAM et le photopolarimètre ISOPHOT.

étaient placés à l'intérieur d'un grand réservoir torique rempli d'hélium liquide, qui les refroidissait par rayonnement et par conduction via des tresses thermiques. La durée de vie du satellite dépendait de la quantité d'hélium liquide embarquée: prévue au départ à 18 mois, elle fut en réalité prolongée jusqu'à 30 mois au terme desquels ISO fut précipité dans la haute atmosphère terrestre afin de s'y consumer. Mon rôle sur ce projet était d'assurer le réglage optique du télescope et d'aligner les quatre instruments dans son plan focal: un programme minutieux [66], constitué d'une longue série de tests effectués à température ambiante et en vide cryogénique¹:

- 1) Tout commençait par le test du miroir primaire de 640 mm de diamètre en silice fondue, effectué à l'aide d'un compensateur de Offner placé en son centre de courbure (températures ambiante et cryogénique).
- 2) Le miroir primaire quasi-parabolique était ensuite réutilisé pour calibrer un grand miroir plan étalon de diamètre équivalent (températures ambiante et cryogénique).
- 3) Après assemblage et réglage, le télescope était alors testé en auto-collimation sur le grand miroir plan (températures ambiante et cryogénique).
- 4) De nombreux contrôles intermédiaires étaient entre-temps réalisés à température ambiante, avant et après les étapes critiques de la séquence d'intégration: traitement des surfaces réfléchissantes², montage des patins de fixation des miroirs, tests de vibrations.

Un luxe de vérifications qui était en partie justifié par le "Hubble trouble", car c'était en effet l'époque où les premières images du HST restaient désespérément floues³, avant que les astronautes de la NASA ne lui ajoutent une optique corrective. Or un tel recours n'existait pas pour ISO dont l'orbite trop elliptique était inaccessible pour la navette spatiale. La pression était alors à son comble, et le télescope du satellite ISO fut finalement livré en 1993. Mais nous dûmes attendre encore deux ans pour avoir la confirmation que le boulot avait été bien fait: l'ESA qualifia sobrement la qualité image du télescope de "superbe", ajoutant que l'on pouvait distinguer le quatrième anneau de la tache d'Airy.

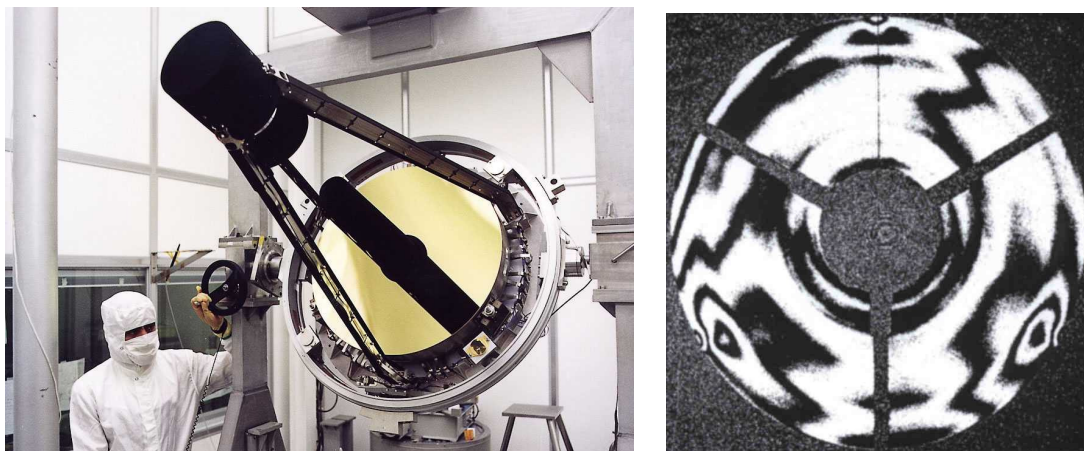


Figure 3-14: Photos de l'intégration du télescope ISO en salle blanche classe 100 (gauche), et d'un interférogramme réalisé à température cryogénique (droite). On y distingue nettement les déformations de la surface du miroir primaire au voisinage de ses trois points de fixation.

Le télescope ISO constitua ma première expérience pratique de la mesure des surfaces d'onde: équipés d'interféromètres Zygo à décalage de phase temporel, nous tentions alors d'acquérir les quatre ou cinq interférogrammes successifs permettant de reconstruire la WFE des différents miroirs ou du télescope. C'était la meilleure école pour découvrir ces deux fléaux de l'interférométrie que sont les micro-vibrations transmises par l'environnement terrestre et les mouvements d'air qui en font

¹ Ces derniers se déroulant au Centre Spatial de Liège (CSL), à l'intérieur de leur chambre à vide "Focal 5".

² Les optiques du télescope étaient recouvertes d'une simple couche d'or non protégée, afin d'assurer une réflectivité optimale dans l'infrarouge tout en limitant les effets de polarisation.

³ Conséquence probable de la suppression de l'étape 3) décrite ci-dessus dans la séquence de tests du HST.

perpétuellement varier l'indice de réfraction, y compris en laboratoire. Malgré toutes les précautions prises – systèmes passifs d'isolation des vibrations et travail sous flux d'air laminaire – certaines mesures demeuraient impossibles à effectuer. Ah, si seulement nous pouvions enregistrer les interférogrammes un à un, avant de leur appliquer un traitement numérique plus adapté aux conditions réelles de la salle blanche... Le pas fut finalement franchi au moyen d'un simple boîtier photographique placé à l'arrière du Zygo, et d'un logiciel d'interpolation locale des interférogrammes. Le problème technique fut définitivement résolu quelques années plus tard par l'acquisition d'un interféromètre Zeiss à transformation de Fourier rapide, suivant le principe décrit par Takeda en 1982 [67]. Je réalise aujourd'hui que les deux techniques (décalage de phase et transformée de Fourier) furent sans doute d'excellentes sources d'inspiration pour les "télescopes-interféromètres" décrits au paragraphe 3.1.

3.4.2 IASI

IASI est un interféromètre à transformée de Fourier¹ chargé de mesurer la transmission spectrale de l'atmosphère terrestre vue d'une orbite basse polaire dans le proche et moyen infrarouge. Les données recueillies permettent d'estimer les répartitions verticales de température et de densité de certains gaz de l'atmosphère (méthane, ozone, vapeur d'eau) à l'échelle kilométrique: les résultats obtenus seront ensuite transférés dans d'autres modèles numériques de météorologie opérationnelle ou d'évolution du climat. L'instrument a été conçu par le CNES et construit par Alcatel Space en trois exemplaires, embarqués sur les plates-formes MetOp de l'Agence Spatiale Européenne – la première d'entre elles fut lancée à l'automne 2006.

De prime abord, le spectromètre à transformée de Fourier apparaît comme un instrument plutôt complexe, ce qui ne le rend pas moins intéressant à étudier, à modéliser et à fabriquer, puis enfin à aligner et contrôler. Entre 1995 et 1999, IASI me fournira donc matière à plusieurs communications scientifiques brièvement évoquées ci-dessous, en respectant bien sûr le canon aérospatial des phases de réalisation successives d'une charge utile optique.

- Tout commence par la phase dite d'études préliminaires ("Phase A"), où l'effort principal porte souvent sur l'évaluation des performances du futur instrument de vol [68]. Ici, il est apparu assez tôt que le contraste C entre les deux voies de l'interféromètre de Michelson est directement proportionnel à la qualité des mesures radiométriques effectuées. Pour l'évaluer, nous avons utilisé l'approximation suivante [69], assez intuitive et pourtant absente des ouvrages de référence:

$$C \approx \frac{\iint_{x,y} 2a_1 a_2 \exp[ik(\Delta_1(x,y) - \Delta_2(x,y))] dx dy}{\iint_{x,y} (a_1^2 + a_2^2) dx dy} \quad (3-7)$$

où a_1 et a_2 sont les amplitudes transmises par les voies 1 et 2, et $\Delta_1(x,y)$ et $\Delta_2(x,y)$ les surfaces d'onde résultant des défauts de polissage et d'assemblage de la lame semi-réfléchissante et des coins de cube mobiles² (voir la Figure 3-15). Cette relation simple et au temps de calcul négligeable se révéla fort utile lors des phases ultérieures.

- La Phase B, dite de définition détaillée, suit logiquement la Phase A: les analyses optiques, mécaniques et thermiques (réalisées au moyen d'autant de modèles numériques et logiciels professionnels) convergent alors vers le design le plus probable de l'interféromètre³, présenté lors d'un congrès en 1998 [70]. Mais il faut aussi rester réactif, car bien des surprises peuvent encore se produire: témoin la modification tardive de la lame compensatrice de l'interféromètre [71] afin

¹ En anglais "Fourier Transform Spectrometer" (FTS).

² En réalité des "creux de cube" en SiC réalisés par la société REOSC, mais seule la première appellation est restée.

³ Dont j'étais entre-temps devenu responsable technique.

de réduire le volume de la charge utile¹. Il s'agit tout simplement de violer l'une des règles élémentaires de conception des interféromètres, en la rendant non parallèle à la lame séparatrice (voir Figure 3-15). L'idée a priori saugrenue se révélera pourtant compatible avec le cahier des charges de l'instrument et fut donc incorporée au design final.

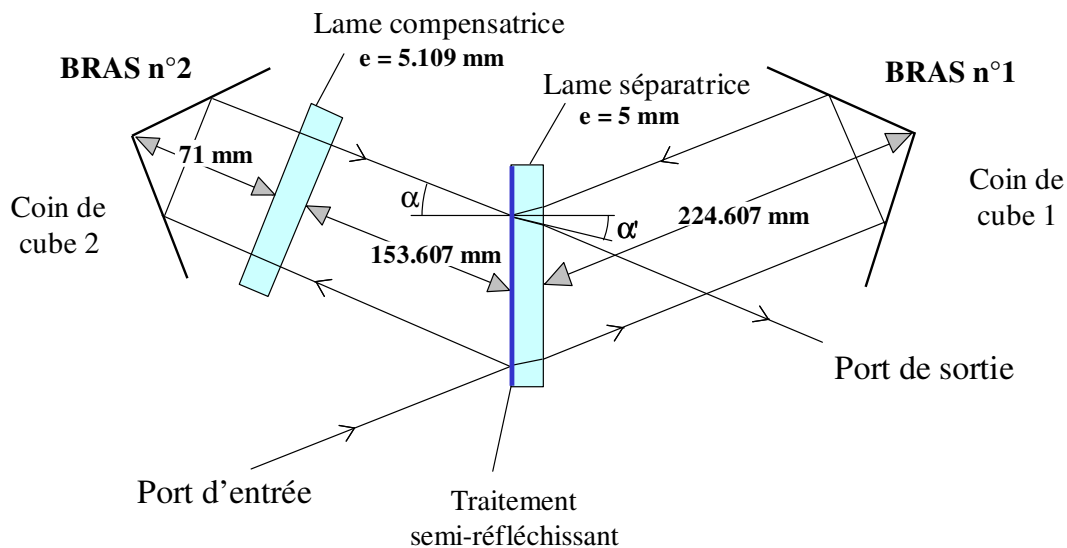


Figure 3-15: Compensation des différences de marche chromatiques de l'interféromètre IASI au moyen de deux lames non parallèles– un schéma inhabituel qui aurait probablement déplu à Albert Michelson.

- IASI entra finalement dans la phase C d'intégration, marquée par la construction d'une maquette représentative de l'interféromètre de vol. A cette occasion, nous avons mis au point une méthode de mesure originale de la trajectoire du coin de cube mobile basée sur un jeu de transformations de Fourier inverses des interférogrammes, dont la précision expérimentale se révéla inférieure au micromètre [72]. Un bel exemple de pluri-disciplinarité où les spécialistes du traitement d'images satellitaires d'Alcatel Space vinrent nous donner un bon coup de main.

L'œil de IASI était évidemment tourné vers la Terre, mais les FTS à large champ ont également connu de riches heures dans le domaine de l'astronomie visible et infrarouge². Ne risquent-ils pas cependant d'être un jour dépassés par les spectromètres intégraux de champ, tels ceux décrits dans le paragraphe 3.2.1 ? Le débat reste ouvert, et constituerait un excellent thème de recherche pour de jeunes étudiants en thèse, ainsi qu'une transition acceptable vers le prochain chapitre, consacré à l'enseignement et à l'encadrement dans les métiers de la recherche.

¹ Une idée suggérée par Christian Buil, alors responsable optique de l'instrument pour le CNES. Le calcul de l'épaisseur optimale de la lame compensatrice afin de minimiser l'aberration chromatique résiduelle n'était pas sans rapport avec le travail effectué quelques mois auparavant sur l'APS Darwin (section 3.3.1).

² Voir par exemple les publications de J.P. Maillard, de l'Observatoire de Paris.

“Le chercheur est le type qui donne sans perdre et qui reçoit sans prendre.”
Oncle Bernard, *Charlie Hebdo* n°873

4. RECHERCHE, ENSEIGNEMENT ET ENCADREMENT

“ Monsieur Hénault, vous sollicitez de notre bienveillance l’Habilitation à Diriger des Recherches. Mais possédez-vous la moindre expérience en ce domaine ?

— Oui Messires, et j’espère vous le démontrer au paragraphe 4.1. J’ai également joint à ce chapitre deux autres sections: la première (§ 4.2) tente d’établir un parallèle entre les activités d’enseignement, d’encadrement et de management que j’ai eu à exercer à quelques occasions. La seconde (§ 4.3) résume plus modestement le développement d’un logiciel de calculs optiques libre et accessible à tous. Tout ceci relève à mon sens d’une volonté persistante de transmettre l’expérience acquise à ceux qui nous suivent.

— Fort bien Monsieur, poursuivez...”

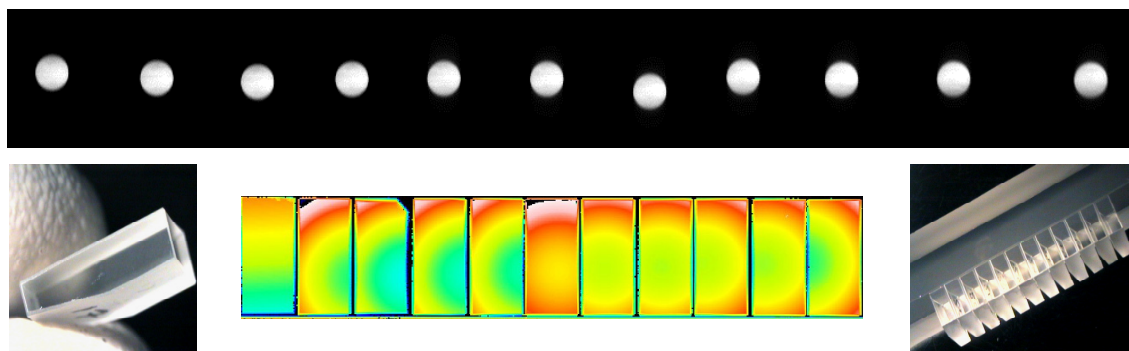
4.1 FORMER DES ETUDIANTS

Une jeune fille grande et timide s’avance sur le chemin d’accès à l’observatoire de Saint-Genis-Laval. Major de la promotion 2002 de l’Institut Supérieur des Techniques Avancées de Saint-Etienne (ISTASE), elle se présente à une audition pour décrocher la bourse CIFRE offerte conjointement par le CRAL et Cybernétix Industrie, afin de contribuer au développement des découpeurs d’image en verre pour l’astronomie. Ce sujet de thèse est alors considéré comme scientifiquement et industriellement stratégique dans la perspective des futurs instruments NIRSpec pour le JWST [36] et MUSE pour le VLT [44]. Florence Laurent emporte le morceau sans réelle difficulté et défendra brillamment son mémoire au printemps 2006 [73] au terme d’un parcours exemplaire jalonné par deux articles de rang A [38-39] et plusieurs communications présentées dans des congrès importants [40-41], [43], [74]. Durant trois années, j’ai donc eu le privilège de diriger le travail de Florence en m’inspirant de la manière dont Claude Royère avait dirigé le mien au four solaire d’Odeillo (§ 2.1), tout en m’adaptant aux impératifs du temps présent: il faut aujourd’hui familiariser l’étudiant au travail en équipe et en consortium d’échelle européenne, l’impliquer dans des collaborations poussées entre les mondes complémentaires de la recherche scientifique et de la réalisation industrielle, et le faire participer aux principaux congrès et revues de projet avec les agences de moyens (en l’occurrence l’ESO).

Florence abattit ensuite un travail considérable, car il n’existait en ce temps-là qu’un nombre très limité de découpeurs d’image astronomiques en opération sur le ciel. De plus, deux écoles basées sur des technologies différentes s’opposaient déjà: d’un côté, les “slicers” en métal usinés par une meche diamant destinés à l’infrarouge [35], de l’autre le polissage optique conventionnel suivi d’un assemblage par adhérence moléculaire pour les applications visible et proche infrarouge. Au vu des contraintes d’environnement thermique sur le JWST et le VLT, notre consortium constitué du CRAL, du LAM et de Cybernétix Industrie opta pour la seconde solution [74]. Mais il restait encore à la qualifier pour des surfaces réflectrices concaves, car elle n’avait été démontrée jusqu’ici que sur des assemblages de miroirs plans [34]. D’autres questions lancinantes se posaient également: l’adhérence moléculaire survivrait-elle aux vibrations inconcevables subies lors du décollage de la fusée [41] ? Le

procédé se révélerait-il suffisamment économique dans la perspective d'une production en petite série pour l'instrument MUSE [75] ? Il fallait donc lancer au plus vite la réalisation d'un premier prototype de découpeur d'image en verre à facettes sphériques, qui s'avérerait avec le recul être une première mondiale¹. Les principales étapes de développement du "découpeur d'image de l'IFU NIRSpec" [40] sont illustrées sur la Figure 4-1.

Première image d'une barrette de miroirs-pupille en verre



Première image de la "pseudo-fente"

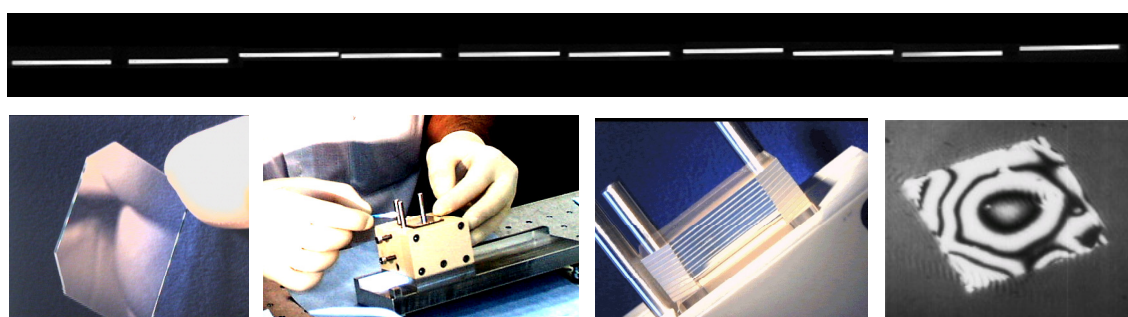
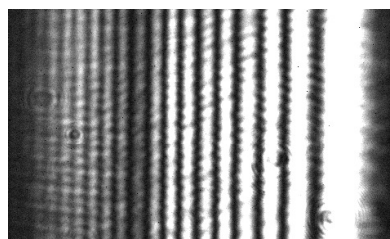
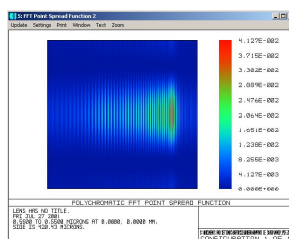


Figure 4-1: Les deux principales étapes de développement du prototype de l'IFU NIRSpec [40], constitué d'une barrette de miroirs-pupille (haut) et d'une pile de miroirs-découpeurs d'image (bas). La moitié supérieure présente l'image des pupilles intermédiaires formées par la barrette, ainsi que différents stades de sa fabrication et de son contrôle. En bas figure la première image d'une pseudo-fente formée par un empilage de découpeurs d'image sphériques en verre, où l'on peut constater que les erreurs résiduelles d'alignement des facettes ne produisent aucun chevauchement des mini-fentes entre elles – il s'agissait donc d'un succès !

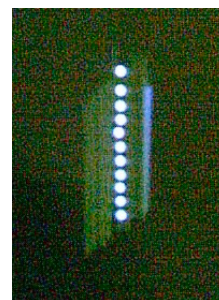
En ce temps-là, j'avais également pour mission de construire *ex nihilo* le service optique de l'Observatoire de Lyon et d'y développer un laboratoire d'une classe de propreté acceptable dans le bâtiment de l'ancienne lunette méridienne. Il fallait donc commencer par réunir une équipe. Au fil du temps furent ainsi embauchés Edgard Renault, assistant ingénieur en optique, puis Johan Kosmalski, ingénieur opticien issu de mon ancienne école, finalement rejoints par Florence. Malgré leurs arrivées et un bon coup de main de la part des autres services techniques de l'Observatoire, nous n'arrivions toujours pas à faire face à l'afflux incessant de projets et de contrats amenés par les imaginatifs chercheurs du CRAL. Je me déclare donc ici extrêmement redevable d'une catégorie de personnel souvent négligée: les stagiaires.

¹ Pour autant que je puisse savoir.

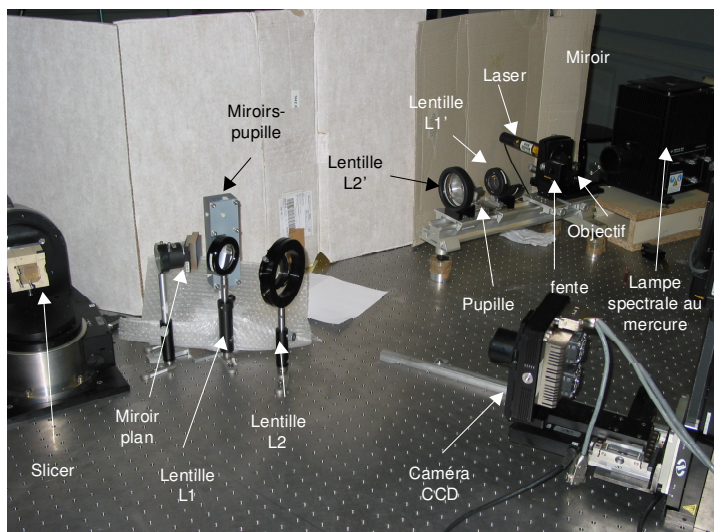
Outre le fait que la formation de stagiaires issus de lycées professionnels, d'IUT, d'Universités ou d'écoles d'ingénieurs fait évidemment partie des devoirs d'un institut de recherche – transmission de la connaissance et du savoir-faire –, il s'avère que ces jeunes gens, qui sont le plus souvent créatifs, motivés et fermement décidés à découvrir le monde du travail, se révèlent parfois être de lumineuses sources d'inspiration. C'est pourquoi j'ai dressé dans l'Annexe 9 une liste non exhaustive des travaux de stage que j'ai encadrés depuis l'époque du four solaire, et reproduit quelques-uns d'entre eux – relatifs au développement du prototype de l'IFU NIRSpec – dans le montage photographique de la Figure 4-2.



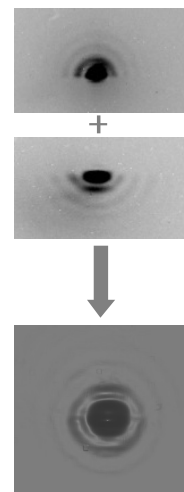
R. Saucourt – S. Bouley – B. Bertussi (2001)



G. Querenet (2002)



N. Rongeat (2003)



R. Vallon (2003)

Figure 4-2: De gauche à droite et de haut en bas, modélisation et mesure expérimentale de la diffraction engendrée par une facette individuelle d'un miroir-découpeur d'image (Saucourt, Bouley et Bertussi 2001). Chasse aux réflexions parasites afin d'améliorer les images formées par la barrette de miroirs-pupille (Querenet 2002). Vue d'ensemble du banc de test (Rongeat 2003). Mesures des deux moitiés d'une PSF sectionnée par une facette réfléchissante, et reconstruction numérique de la PSF complète (Vallon 2003).

“ Beaucoup de travail assurément. Mais le procédé de fabrication de ce découpeur d'image en verre semble bien long et coûteux... N'eut-il pas été préférable de choisir la technologie d'usinage diamant qui fut d'ailleurs finalement retenue pour fabriquer l'IFU de NIRSpec ? ”

Vous avez bien évidemment reconnu la voix de l'opticien inconnu que j'ai eu le tort de laisser entrer dans ce mémoire au paragraphe 2.2. Cher lecteur, accepte mes excuses pour cette insupportable interruption¹, et passe directement au paragraphe 4.2, qui tente de réconcilier les notions d'enseignement et de management. Entre-temps, la dernière heure de l'opticien inconnu aura sonné.

¹ D'ailleurs, la réponse à cette question a été donnée à la page 41.

4.2 CONDUIRE DES PROJETS ET ENSEIGNER, QUEL RAPPORT ?

J’ai exercé à plusieurs occasions les fonctions de chef de projet, de responsable technique ou d’ingénieur système sur les projets IASI, MAI2, MUSE, VEGA ou PERSEE. Le lien entre ce type d’activités et la mission d’enseignement est ténu, mais existe bel et bien: le futur “manager” aura en effet à exercer ses talents pédagogiques de bien différentes façons, schématiquement illustrées par les flèches rouges de la Figure 4-3. Cette dernière décrit les principales étapes d’un projet instrumental totalement fictif, en reprenant par ailleurs le canon des phases de réalisation de l’industrie spatiale déjà évoqué au paragraphe 3.4.2. Commençons donc par l’étude de faisabilité.

4.2.1 Etude de faisabilité

C’est la phase initiale, probablement la plus excitante mais également la plus courte: un groupe d’éminents scientifiques menés par un PI entreprenant élabore un “cas scientifique”, feuille de route de la future mission d’observation terrestre ou spatiale désignant les principaux objectifs astrophysiques à atteindre¹. Ces derniers sont généralement très ambitieux, et seules de grandes agences comme l’ESA, l’ESO ou le CNES auront en Europe les moyens de financer le projet. Il faut donc en faire une première estimation financière et calendaire, basée sur des critères techniques: c’est la fonction du “groupe projet” piloté par un apprenti manager chargé d’extorquer un cahier des charges au groupe de travail scientifique. La première mission d’enseignement se trouve probablement là: comment leur apprendre à rédiger un tel document ? Pour juger de la difficulté de l’entreprise, écoutons d’une oreille indiscreète cette conversation entre Maître Zizaac et son assistant Bébert:

“ Regarde, Bébert, ces ingénieurs qui montent la colline. Je te parie qu’ils vont encore nous demander un cahier des charges !

— Je me garderai bien de te contredire, Maître Zizaac, mais qu’est-ce qu’un cahier des charges, au juste ?

— C’est une de leurs croyances. Ils pensent qu’au commencement était la Spèque, qui est la racine du Grand Arbre-Produit dont il est interdit de cueillir les fruits...

— Cette étrange superstition est-elle fondée ?

— Non, Bébert, et il est de notre devoir de ne jamais leur donner aucun cahier des charges définitif. Sinon, comment réagir aux incessants progrès technologiques ? N’oublions jamais qu’eux ont les montres, tandis que nous avons le temps².

— Je t’entends, ô Zizaac, bien que j’aimerais revenir sur cette affaire de temps un jour ou l’autre. ”

La caricature est aisée, mais Maître Zizaac n’a finalement pas tort de constater que les plus récents progrès technologiques à un moment donné permettraient de construire des instruments opérationnels beaucoup plus performants que ceux qui sont effectivement mis en opération à ce même moment³. Pourtant, tout travail technique doit reposer sur une base solide et définitivement acceptée par tous, telle la voûte de bois qui permit à Brunelleschi d’édifier le dôme de la cathédrale de Florence. Ainsi, à grand renfort de pédagogie, de discussions et de concessions, le cahier des charges final prend forme peu à peu.

L’autre mission essentielle d’enseignement effectuée durant l’étude de faisabilité a déjà été évoquée au paragraphe précédent: les futurs instruments d’observation font appel à des idées et des technologies novatrices, dont il faut valider les plus critiques d’entre elles – par exemple afin de garantir la qualité d’une trame de microlentilles, d’un découpeur d’image ou d’un déphaseur achromatique. Ces travaux seront naturellement confiés à de jeunes étudiants en thèse, à qui il faudra transmettre ses connaissances et son expérience.

¹ Par exemple les exo-planètes pour Darwin, ou les galaxies primordiales pour MUSE.

² Diction oriental.

³ Cela semble particulièrement vrai dans le domaine du spatial.

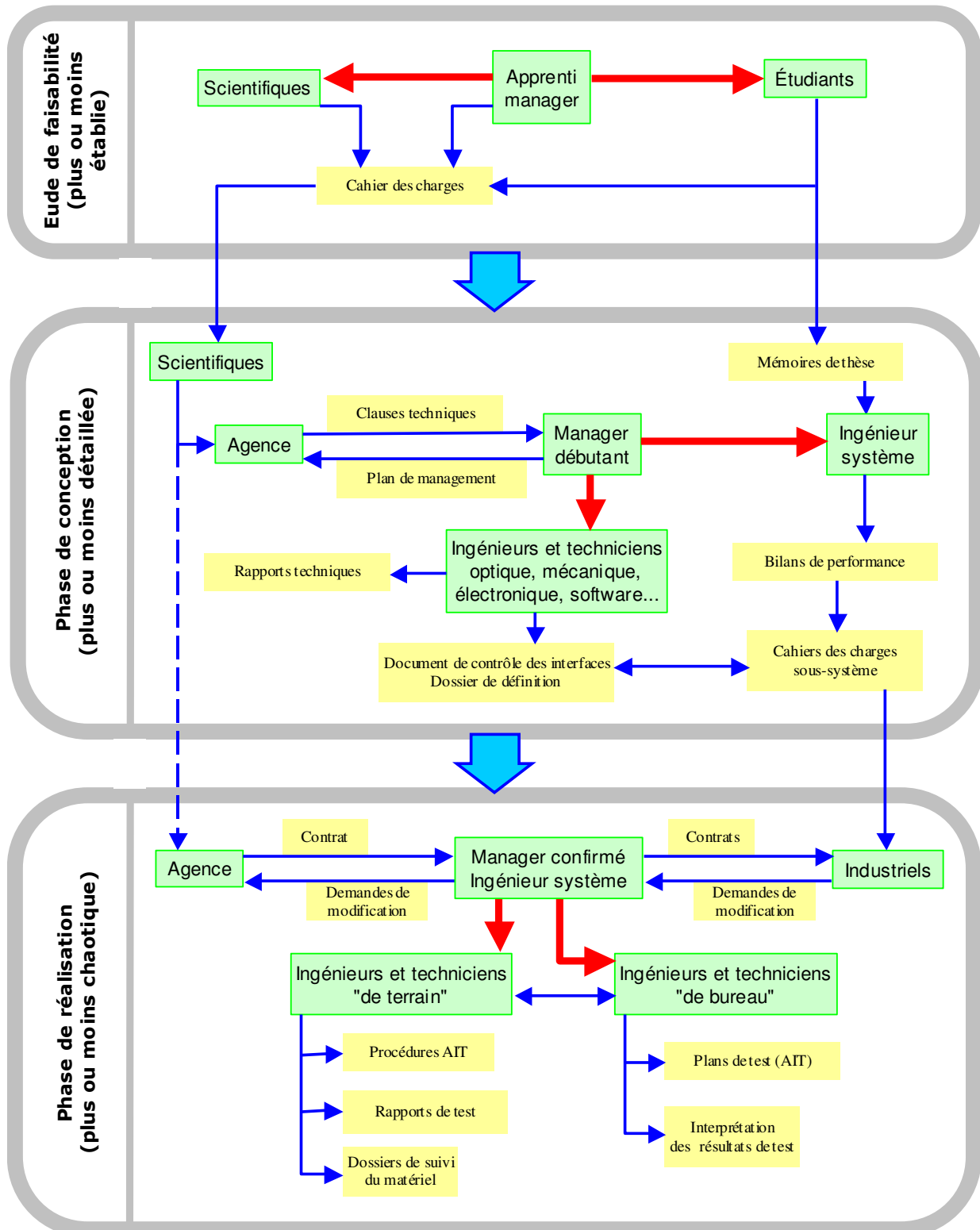


Figure 4-3: Rapports entre un manager, ses ouailles et ses interlocuteurs au fil des phases successives de réalisation d'un projet technique – schéma simpliste inspiré de mon expérience dans le cadre de divers projets menés pour diverses agences.

4.2.2 Phase de définition détaillée

Le démarrage de la phase de définition détaillée est souvent marqué par un “Kick-off Meeting” permettant de mesurer le chemin accompli, ainsi que celui qui reste à parcourir. Entre-temps, une véritable équipe s’est constituée, comportant plusieurs laboratoires nationaux et internationaux regroupés en consortium. Des entreprises industrielles ont été associées au projet, afin de surmonter les principaux obstacles technologiques. Maître Zizaac et son assistant Bébert se font plus discrets, car ils ont confié leur cahier des charges à une agence de moyens, devenue la principale interlocutrice du manager débutant chargé d’en décrypter les “clauses techniques”.

Entre alors en scène un personnage mystérieux appelé “ingénieur système”, que l’on imagine parfois comme un spécialiste pluridisciplinaire à la connaissance illimitée, et accessoirement comme l’éminence grise du manager. Il exerce une fonction essentiellement technique, qui consiste à traduire le cahier des charges scientifique en spécifications de sous-systèmes opto-méca-troniques compréhensibles par les industriels qui seront chargés de les réaliser durant la phase suivante – responsabilité lourde de conséquences. Il doit de plus s’assurer que les différentes pièces du puzzle s’emboîteront et fonctionneront correctement dans leur futur environnement (par exemple le sommet du Cerro Paranal au Chili, ou le point de Lagrange L2 situé à 1 500 000 km de la Terre). Pour cela il s’appuie sur deux piliers principaux: le document de contrôle des interfaces et les bilans de performance.

“ François, qu’est-ce qu’un document de contrôle des interfaces ?

— C’est à la fois une encyclopédie et un dictionnaire, Messire Bébert. Il contient la description des moindres boulons à serrer, des miroirs à aligner, des connexions électriques à brancher, des logiciels à installer dans les calculateurs... Vous voyez ?

— Je comprends, cela ressemble aux notices de montage des meubles que Maître Zizaac achète dans les grandes surfaces... Et les bilans de performance ?

— C’est un outil merveilleux que nous codons dans le Grand Tableur. Il permet d’évaluer à chaque instant les déviations par rapport à la Spèque. Ainsi pourrons-nous réagir instantanément à la moindre anomalie ou demande de modification signalée par ces chiens galeux de sous-contractants industriels au cours de la phase de réalisation.

— Dis-moi, François, à qui est confiée la réalisation de ces deux merveilles ?

— Au gentil compagnon Ingénieur Système, Messire Bébert ”

La tâche de notre ingénieur système pourrait donc sembler accablante. Pourtant, celui-ci n’est au fond qu’un généraliste devant faire preuve d’un solide bon sens et doué de bonnes capacités de communication. C’est pourquoi l’un des principaux devoirs du manager débutant (qui a souvent lui-même exercé cette fonction sur un projet antérieur) est de rassurer et aguerrir l’apprenti ingénieur système en lui prodiguant force conseils. Mais il y a bien d’autres occasions d’enseigner son savoir-faire: il faut tout d’abord venir au secours des ingénieurs “ordinaires”: opticiens, mécaniciens, thermiciens, électroniciens ou autres informaticiens; en bref tous ceux qui ne portent pas le label “système”, mais sans qui le projet courrait à sa perte. Il faut ensuite accompagner les étudiants en thèse jusqu’à la soutenance de leur mémoire (car la courte durée de l’étude de faisabilité ne le permet généralement pas), et leur trouver des successeurs lorsque le sujet en vaut la peine. La phase de définition détaillée se termine en général par une grande Revue de Design qualifiée de “Critique” ou de “Finale” suivant les agences et donnant le feu vert pour démarrer l’étape suivante.

4.2.3 Assemblage, Intégration et Tests

Cette phase, en général la plus longue du projet, est souvent considérée comme son aboutissement sanctionné par la recette et la mise en service opérationnelle de l'instrument d'observation au foyer d'un télescope terrestre ou spatial¹. Le manager confirmé et quelque peu débordé (bien qu'aidé par un ingénieur système maintenant parfaitement rodé) n'a plus que de rares occasions d'exercer ses talents pédagogiques, car il bien trop occupé à gérer les demandes de modifications des industriels ou des laboratoires chargés de la réalisation des sous-systèmes, et à en rédiger d'autres à l'intention des agences qui financent le contrat. Il en viendrait presque à regretter les interventions intempestives de Maître Zizaac, qui sont malheureusement de plus en plus rares. Il lui reste néanmoins à transmettre quelques ultimes enseignements:

- Prêcher la bonne parole aux ingénieurs et techniciens “de terrain” vivant dans les salles blanches: tenir des cahiers de manips et rédiger les procédures de réglage et le dossier de suivi du matériel.
- Apprendre aux ingénieurs et techniciens “de bureau” à rédiger un plan de test et les aider à en interpréter les résultats.
- Et enfin, vanter à tous les vertus de traçabilité et qualité, habitudes encore peu observées dans le monde de la recherche scientifique et pourtant indispensables à la pérennité des connaissances acquises, surtout lorsqu'il s'agit de faire évoluer un concept existant dans le cadre de la réalisation d'un nouvel instrument.

Il y aurait bien d'autres aspects du rôle de manager à évoquer dans ce mémoire: pilotage de projets, suivi du planning et des coûts, prise de décisions et gestion des relations humaines au sein du groupe... Car même si le rapport entre ces diverses activités et l'enseignement semble moins évident, elles n'en exigent pas moins une communication exemplaire: tout doit être expliqué, compris et approuvé par les acteurs du projet. Sur tous ces aspects, je me contenterai d'indiquer ici au lecteur une petite bible méconnue: “Conduite de grands projets en Sciences de l'Univers” (Ecole Thématique du CNRS, Cargèse 21-27 septembre 1994, MQDP-INSU éditeur), un ouvrage collectif extrêmement complet. Pour conclure, je n'ai jamais réellement souffert du fameux “deuil du manager” résultant du sacrifice de ses activités scientifiques ou techniques personnelles en faveur de l'entreprise commune. La juste contrepartie est de regarder la petite équipe progresser dans la bonne direction jour après jour, au fur et à mesure que le planning se déroule²: “Conduire un projet, c'est transmettre son expérience”. Le manager accompli est probablement celui qui part en vacances sans arrière-pensée, sachant – et ayant fait le nécessaire pour cela – que ses ouailles veilleront au grain.

4.3 COSAC

Peut-être l'ingénieur moderne ne reste-t-il au fond qu'un artisan attaché à ses outils préférés, et persuadé qu'eux seuls permettront d'atteindre la meilleure qualité d'exécution. Cela vaut également dans le domaine des logiciels de calculs optiques, où d'excellents produits commerciaux tels ZEMAX ou CODE V peuvent être rapidement acquis et maîtrisés – moyennant un investissement financier parfois conséquent. Pourtant, “tout véritable opticien a un jour écrit son propre code de tracé de rayons”³ pour des motifs plus ou moins avouables: avarice, perfectionnisme ou simple curiosité. C'est sûrement cette dernière raison qui m'a amené à développer COSAC (Calculs Optiques Simplifiés pour Analyse de Combinaisons) et à le rendre accessible à tous sur Internet [76] – une page web que le lecteur ne manquera pas de visiter.

COSAC est donc un logiciel libre, quoique doté d'une interface homme-machine déplorable. Il s'est construit lentement, au fur et à mesure que les fonctionnalités manquantes des logiciels commerciaux

¹ En réalité, elle est généralement suivie par des phases de maintenance et de mise hors service dont on parle peu.

² D'une manière plus ou moins chaotique, mais l'une des premières fonctions d'un planning n'est-elle pas d'être régulièrement révisé ?

³ Citation approximative de Christian Buil lors d'une réunion d'avancement IASI.

m’amenaient à y revenir régulièrement. La règle tacite était d’employer autant que possible des méthodes de calcul et des algorithmes alternatifs: témoin cette formule évidente et pourtant peu connue, permettant de calculer rapidement un rapport de Strehl sans recourir à l’approximation des faibles aberrations de la référence [25]:

$$S \approx \left| \frac{\iint_{x,y} B_R(x,y) \exp[ik \Delta(x,y)] dx dy}{\iint_{x,y} B_R(x,y) dx dy} \right|^2 \quad (4-1)$$

où $B_R(x,y)$ est la fonction “boîte à pilules” de rayon R déjà rencontrée au paragraphe 3.1, et $\Delta(x,y)$ la surface d’onde aberrante. Mais le temps et la place manquent pour donner d’autres exemples que l’on pourra d’ailleurs trouver dans la documentation en ligne: concluons simplement que COSAC est un vieux compagnon de route que je continue à développer et utiliser occasionnellement¹. Associé à une interface digne de ce nom, son destin pourrait être de servir comme un outil de découverte de l’optique géométrique et ondulatoire dans différents cycles d’enseignement. C’est dans cet état d’esprit que j’ai illustré quelques phénomènes optiques bien connus (interférences, diffraction, perturbations atmosphériques...) par des animations publiées sur Internet [76], dont quatre exemples figés sont reproduits sur la Figure 4-4.

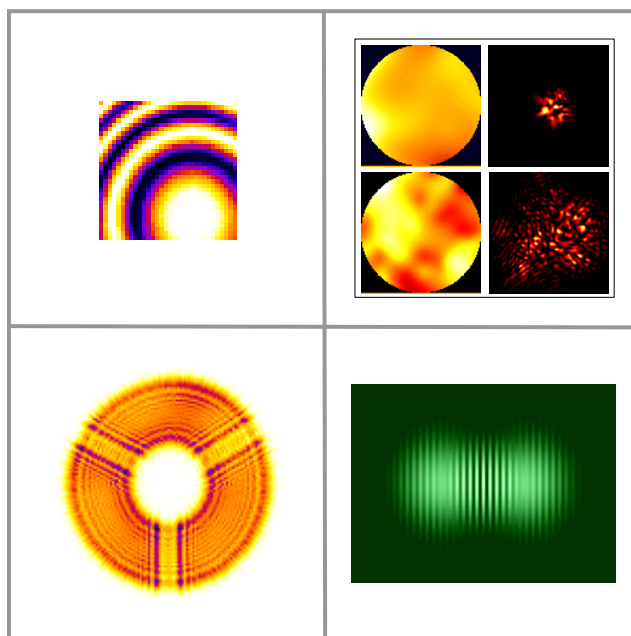


Figure 4-4: Quatre représentations en fausses couleurs de phénomènes d’optique géométrique et ondulatoire simulés par COSAC. En haut à gauche, les franges d’égale inclinaison d’un interféromètre de Michelson légèrement désaligné. A droite, surfaces d’onde perturbées par l’atmosphère terrestre (“seeing”) et images d’une étoile observées dans le plan focal d’un télescope (“speckles”). Plus bas, diffraction de Fresnel à distance notable du foyer d’un autre télescope, et apparition de franges d’Young formées par un interféromètre stellaire (des versions animées de ces images sont visibles sur Internet [76]).

“ Tout cela n’est pas mal, François, mais il est temps à présent de rassembler les expériences multiples et disparates exposées ici même et dans les deux chapitres précédents, afin de définir ton projet de recherche.
— J’y viens, Messire Bébert, j’y viens...” ”

¹ Par exemple, la plupart des simulations numériques présentées dans les références [24] et [84] ont été effectuées avec COSAC.

“Les cons ça ose tout, c’est même à ça qu’on les reconnaît.”

Michel Audiard, *Les tontons flingueurs*

5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES D’AVENIR

Il est tentant de conclure ce mémoire par une pirouette réunissant le passé et l’avenir en évoquant un projet farfelu: mon rêve, idéalisé sur la Figure 5-1, serait en effet de transformer un jour le Four Solaire d’Odeillo en ELT. L’idée n’est pas forcément extravagante, car ces deux types d’instruments ont pour fonction première de collecter une quantité maximale d’énergie lumineuse, certes dans des buts différents. Toutefois le télescope géant doit présenter en outre la capacité de former les images des astres observés avec une résolution angulaire toujours plus fine, car nous cherchons maintenant à scruter la surface même des étoiles et les planètes gravitant autour d’elles. Pour cela, il suffirait en principe de remplacer les miroirs d’Archimède par des surfaces de qualité “optique”: on disposerait alors d’une base interférométrique de l’ordre de deux cents mètres, définie par le champ d’héliostats plans et permettant d’atteindre des résolutions angulaires inférieures à la milliseconde d’arc dans le spectre visible. Une telle performance resterait certes inférieure à celle visée par l’interféromètre OHANA [77], mais pourrait bénéficier des mêmes innovations technologiques: ainsi chacun des héliostats, pointant le même objet céleste, en dirigerait les photons vers une trame de microlentilles placée dans le plan focal du concentrateur parabolique, et injectant la lumière dans un réseau de fibres optiques monomodes. Les longueurs des fibres seraient calculées de manière à compenser les différences de marche entre les différents héliostats, et seraient ajustables au moyen de transducteurs piézo-électriques cylindriques [78] semblables à ceux qui équipent le banc de test SIRIUS dont il sera question plus loin. Les faisceaux pourraient être recombinaison au moyen d’une deuxième trame de microlentilles disposées de manière non redondante afin d’améliorer la résolution angulaire [79]... Au fond, on arrive à la conclusion qu’un tel projet semble parfaitement réalisable.

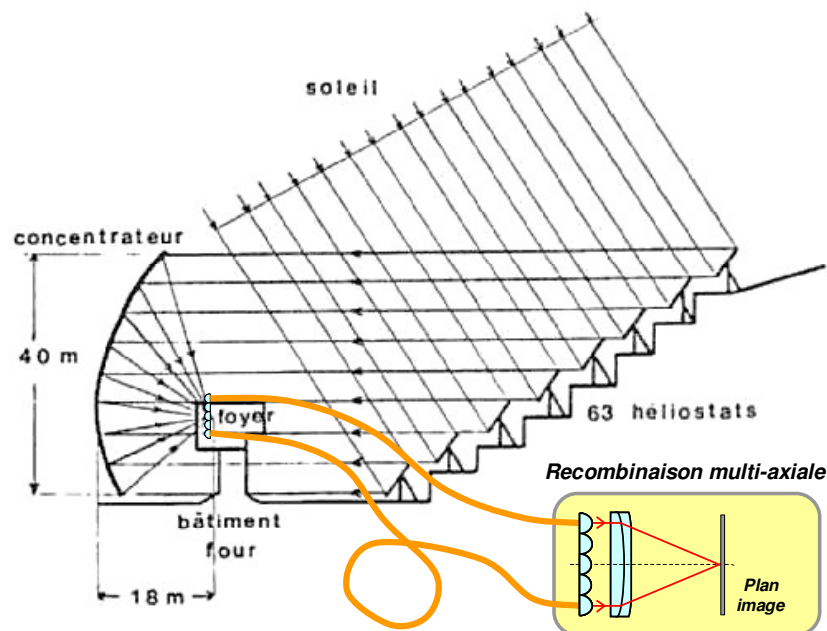


Figure 5-1: Comment transformer le Four Solaire d’Odeillo en interféromètre optique ou infrarouge pour l’imagerie à haute résolution angulaire.

Il est toutefois peu probable que les chercheurs du PROMES goûteraient vraiment ces brillantes perspectives d'avenir¹. Il semble donc plus sage, afin de réconcilier les surfaces optiques segmentées ou discontinues avec l'observation astrophysique, de s'orienter vers des expériences plus récentes. L'une d'entre elles porte le nom d'une étoile proche: il s'agit du banc de test SIRIUS [80], développé à l'OCA par l'équipe de Denis Mourard en collaboration avec le XLIM et l'Adaptive Optics Laboratory (Canada) dans le but de tester les capacités d'imagerie à haute résolution angulaire des futurs hyper-télescopes spatiaux [20]. A première vue, ces derniers présentent un certain air de ressemblance avec les projets d'interféromètres à frange noire Darwin ou Pégase évoqués au paragraphe 3.3 (voir la Figure 3-9): une flottille de télescopes naviguant de conserve sur plusieurs kilomètres carrés collecte la lumière d'un objet céleste et la dirige vers un combinateur optique central. Mais l'on veut ici réaliser une image directe de l'astre, ce qui impose deux changements importants:

- Il faut tout d'abord combiner les faisceaux collectés par les différents télescopes de manière multi-axiale, en les densifiant de manière à concentrer la plus grande quantité d'énergie dans le lobe central de la tache de diffraction: cette astuce permet en principe d'obtenir des images à haute résolution angulaire meilleures que celles formées par un interféromètre classique de type Fizeau [20] [80], avec l'inconvénient de renforcer la complexité des combinaisons optiques à concevoir et à réaliser.
- En revanche, celles-ci ne comportent plus les déphaseurs achromatiques qui étaient indispensables pour l'interférométrie à frange noire².

Le principe de l'hyper-télescope est sommairement résumé sur la partie gauche de la Figure 5-2: chacun des télescopes collecteurs (dont l'un est représenté par la lentille mince L1) renvoie les faisceaux en direction du recombineur optique central au moyen d'un système d'optiques de transfert (lentilles L2-L3 et miroirs M1-M2). A bord du vaisseau combineur, les faisceaux sont ensuite élargis (ou "densifiés") à l'aide des optiques L4-L6 jusqu'à devenir quasiment juxtaposés, avant d'être concentrés multi-axialement par la lentille L7 qui forme une image de l'astre observé dans le plan focal. En pratique, on a souvent intérêt à remplacer les lentilles L2-L7 par des systèmes de miroirs. Notons enfin la présence des optiques divergentes L2 et L5, dont la fonction est de réimager la pupille du télescope (usuellement son miroir primaire) au niveau de l'optique de recombinaison. Construit dans le but de simuler un tel système, le banc de test SIRIUS est capable de concentrer simultanément les faisceaux issus de six télescopes suivant le schéma circulaire non redondant du panneau gauche de la Figure 5-3. Une des astuces utilisées lors de la conception du banc consiste à remplacer toutes les optiques situées entre les lentilles L1 et L5 par des fibres optiques monomode (voir la partie droite de la Figure 5-2) assurant deux des fonctions les plus vitales d'un interféromètre: le filtrage des surfaces d'onde et l'égalisation des différences de chemin optique (OPD) au moyen de transducteurs piézoélectriques cylindriques mis au point au XLIM [78]. Chaque extrémité de fibre est de plus montée sur trois pico-moteurs permettant de la déplacer axialement et latéralement: on utilisera surtout les translations latérales afin d'égaliser l'efficacité d'injection dans les guides d'onde monomode (et ainsi améliorer le contraste des franges), tandis que les déplacements axiaux servent à dégrossir l'ajustement des OPD. L'ensemble de ces mouvements est commandé à distance par trois ordinateurs situés dans le sas d'accès au banc optique, lui-même dûment capoté et isolé des vibrations. A l'usage, le banc SIRIUS s'est révélé particulièrement facile à régler et à contrôler.

Ce banc est actuellement utilisé par Nassima Tarmoul, étudiante en thèse dont le sujet principal est de mettre au point un système de cophasage en temps réel des sous-pupilles du recombineur. Il s'agit bien sûr d'un enjeu capital dans la perspective des hyper-télescopes (qu'ils soient fibrés ou non), mais le thème de recherche est également fondamental dans la perspective des futurs outils d'observation astrophysique à haute résolution angulaire, tels les ELT et réseaux d'interféromètres terrestres

¹ Surtout dans les circonstances géopolitiques et économiques actuelles, déjà évoquées dans le paragraphe 2.4.

² Du moins en principe, car d'aucuns ont déjà songé à un "hyper-télescope à frange noire" capable de remplir les deux types de missions au moyen d'APS amovibles.

d'échelle kilométrique. La méthode de cophasage développée par notre équipe est basée sur la "diversité de phase chromatique" [81], consistant à combiner les mesures des phases fractionnaires effectuées à différentes longueurs d'onde (et donc individuellement affectées d'une ambiguïté de 2π , voir Annexe 2) pour déterminer la valeur des erreurs de piston sur une plage vingt ou cinquante fois plus grande¹. Cela nous a amené à développer un "senseur de pistons polychromatique" qui a été récemment intégré au banc SIRIUS, et nous envisageons également d'adapter le procédé aux interféromètres à frange noire et au senseur de franges de deuxième génération du VLTI (dont une description plus précise est donnée dans l'Annexe 9). Comme dans le cas de l'expérience PERSEE (§ 3.3.2), les premiers résultats de SIRIUS en termes de précision de cophasage seront peut-être connus au moment où vous lirez ces lignes.

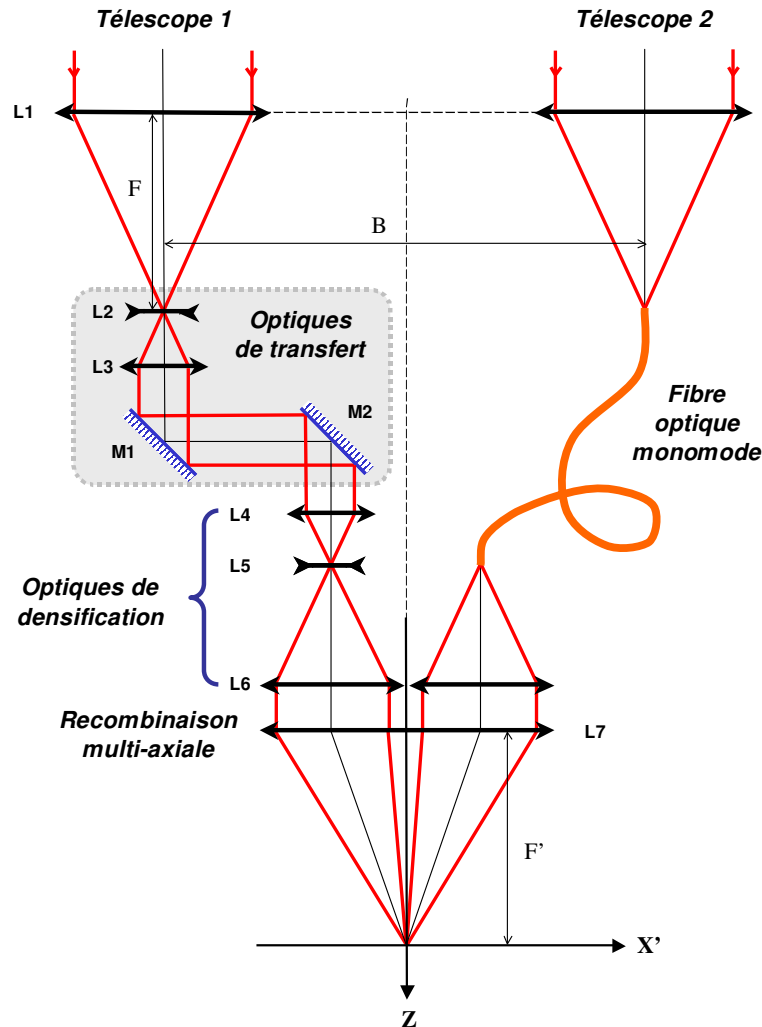


Figure 5-2: Double représentation d'un hyper-télescope. A gauche, un train optique classique assure les fonctions d'imagerie objet et pupille. A droite, le train optique a été remplacé par une fibre optique monomode identique à celles du banc de test SIRIUS [80].

Mais le banc de test SIRIUS présente également une remarquable versatilité: au prix de quelques modifications mineures, il pourrait par la suite servir à la démonstration expérimentale de deux thèmes de recherche déjà évoqués dans ce mémoire: ceux du senseur de surface d'onde en plan image proposé pour le cophasage des grands miroirs segmentés (§ 3.1), et de l'interférométrie à frange noire (§ 3.3).

¹ Sur Terre, il n'est pas rare que les pistons atmosphériques atteignent de tels ordres de grandeur.

- On a vu au paragraphe 3.1 que le concept de “télescope-interféromètre”, qui consiste à introduire des décalages de phase φ_0 successifs sur une sous-pupille de référence, permet de mesurer les erreurs de piston affectant chacun des segments constituant la surface optique d’un miroir géant¹. Ce principe pourrait être facilement testé sur le banc SIRIUS, dont il suffira de diaphragmer la sous-pupille centrale pour mettre la méthode en œuvre (voir le panneau central de la Figure 5-3). Il restera cependant à développer des algorithmes de mesure spécifiques.
- SIRIUS peut également être envisagé comme un interféromètre à frange noire multi-axial. Il dispose en effet de toutes les innovations technologiques indispensables à la réalisation d’un excellent “null” en lumière monochromatique², et pourrait être équipé dans une étape ultérieure de déphaseurs achromatiques à lames dispersives. Un jeu de déphasages entre les différentes sous-pupilles susceptible d’atteindre une extinction profonde de l’étoile centrale est proposé sur le panneau droit de la Figure 5-3. A ma connaissance, il s’agirait des premiers nulls jamais réalisé avec un interféromètre multi-axial composé de plus de deux voies.

SIRIUS est donc un banc de test polyvalent et facilement accessible aux principaux acteurs de l’observation astronomique à haute résolution angulaire. Son importance dans ce domaine ne devrait que s’accroître au fil des prochaines années.

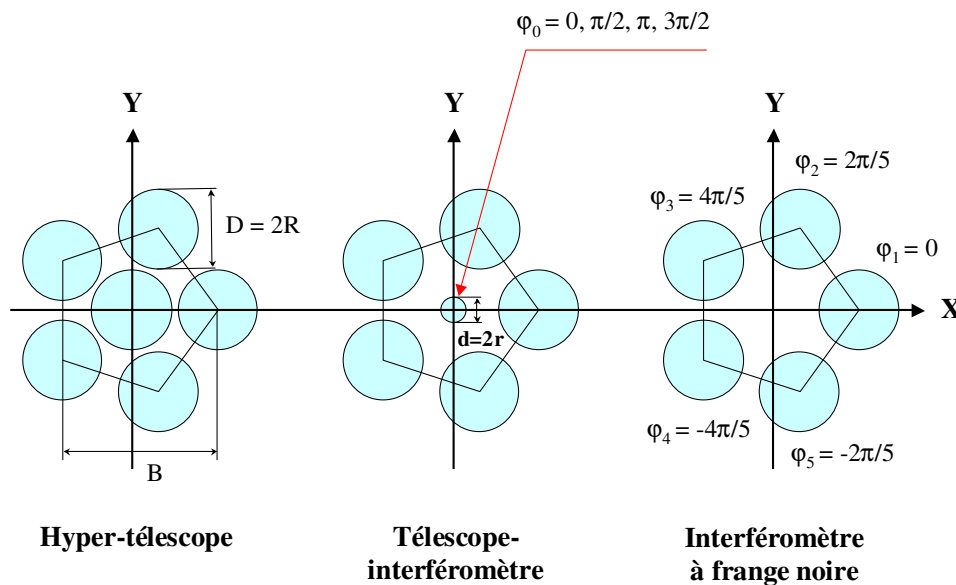


Figure 5-3: Trois manières différentes d’exploiter le banc de test SIRIUS. De gauche à droite, mode hypertélescope, mode télescope-interféromètre, et mode interféromètre à frange noire multi-axial.

Mais pourquoi nous arrêterions-nous là, au juste ? En ce début de 3^{ème} millénaire, il reste bien d’autres thèmes de recherche à explorer dans le domaine de l’optique instrumentale appliquée à l’astrophysique: poursuivre les travaux sur l’interférométrie à frange noire bien sûr, sans se laisser décourager par la récente éviction des projets Darwin et Pégase du programme “Cosmic Vision” de l’ESA. Imaginer de nouveaux concepts de senseurs de surface d’onde, prolongeant mes études sur les télescopes-interféromètres [21-24] ou celles du WFS à différentiation optique [8-9]. Et peut-être, en souvenir de cinq belles années passées à optimiser les spectrographes à champ intégral du CRAL, inventer “l’IFU du quatrième type”, car nous ne connaissons encore aujourd’hui que les trois principaux types représentés sur la Figure 3-4. Au reste, cela est-il réellement certain ? En arrivant à l’OCA en 2006, j’ai découvert que le recombineur spectral du GI2T, rebaptisé VEGA à l’occasion de sa mise à niveau et de son transfert sur l’interféromètre CHARA au Mont Wilson [82], possédait avant

¹ Par exemple celui des Keck au sol ou du JWST dans l’espace. La méthode semble toutefois plus appropriée à ce dernier cas [21] [24].

² En particulier les fibres optiques mono-mode filtrant les surfaces d’onde des télescopes, et les pico-moteurs ajustant les différences de marche et les flux transmis dans les cinq sous-pupilles avec les précisions requises.

l'heure un mode intégral de champ dont le principe, inventé par Georges Courtès afin d'observer les nébuleuses gazeuses et les galaxies proches [83], est représenté sur la Figure 5-4. Le principe repose essentiellement sur l'inversion des faisceaux de champ et de conjugaison pupillaire: le spectre de l'image astronomique est dispersé par le réseau de diffraction placé au foyer du télescope, puis recueilli par une barrette de lentilles ou de miroirs "découpeurs de spectre" qui réarrangent les images spectralement filtrées sur une seule et unique matrice de détecteurs. L'instrument est plus particulièrement adapté aux mesures à haute résolution spatiale et faible résolution spectrale¹. La Figure 5-4 propose une légère amélioration du schéma original, consistant à introduire une puissance optique sur le réseau de diffraction afin de contrôler la taille de l'image de la pupille du télescope sur le découpeur de spectre et d'obtenir des fenêtres d'observation spectrale aux bords plus francs. L'IFU du quatrième type existait donc depuis longtemps: il nous faut maintenant découvrir celui du cinquième type.

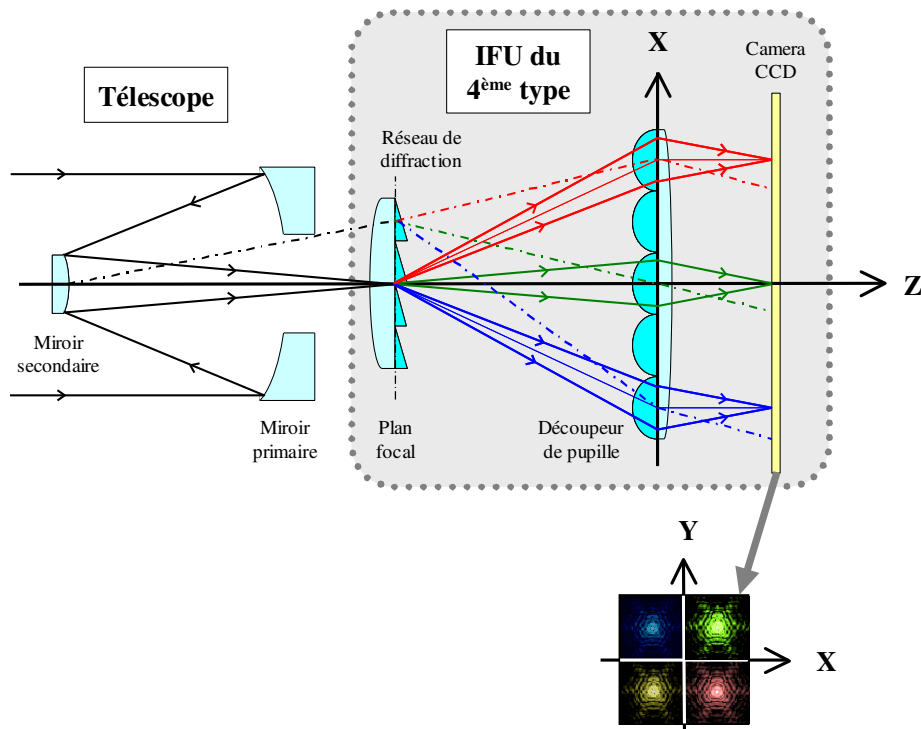


Figure 5-4: Schéma de principe de l'IFU du quatrième type.

Toutefois mes futurs projets de recherche devraient être consacrés dans un premier temps à tirer la quintessence du banc de test SIRIUS, outil polyvalent permettant d'évaluer aussi bien les capacités d'imagerie des futurs hyper-télescopes et interféromètres spatiaux à frange noire, que les performances d'un suiveur de franges de nouvelle génération pour le VLTI. Il est impossible de réaliser tout cela seul, et l'instinct et le devoir moral commandent donc de transmettre ces idées à de jeunes étudiants consciencieux et motivés qui les reprendront à leur compte. Vous comprenez mieux à présent, Messires, pourquoi je sollicite de votre bienveillance une Habilitation à Diriger des Recherches.

¹ En ce sens, nous aurions pu l'incorporer au banc SIRIUS.

ABREVIATIONS

AFME	Agence Française pour la Maîtrise de l’Energie
AIT	Assemblage, Intégration et Test (Assembly, Integration and Test)
APS	Achromatic Phase Shifter (déphaseur achromatique)
CNES	Centre National d’Etudes Spatiales
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
COSAC	Calculs Optiques Simplifiés pour Analyse de Combinaisons
CRAL	Centre de Recherche Astronomique de Lyon
EDF	Electricité de France
ELT	Extremely Large Telescope
ESA	European Space Agency (Agence Spatiale Européenne)
ESO	European Southern Observatory (Observatoire Austral Européen)
FFT	Fast Fourier Transform (transformée de Fourier rapide)
FTS	Fourier Transform Spectrograph (spectrographe à transformée de Fourier)
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
GI2T	Grand Interféromètre à deux Télescopes
HST	Hubble Space Telescope
IASI	Infrared Atmospheric Sounding Interferometer
IFS	Integral Field Spectrograph (spectrographe intégral de champ)
IFU	Integral Field Unit (sous-système ré-arrangeur de champ)
IMP	Institut de génie des Matériaux et Procédés (ancien nom du PROMES)
ISO	Infrared Space Observatory
JPL	Jet Propulsion Laboratory
JWST	James Webb Space Telescope
LAM	Laboratoire d’Astrophysique de Marseille
LAOG	Laboratoire d’Astrophysique de l’(Observatoire de Grenoble
LBNL	Lawrence Berkeley National Laboratory
MAII	Multi Aperture Imaging Interferometer
(ou MAI2)	
MUSE	Multi Unit Spectroscopic Explorer
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NGST	New Generation Space Telescope (ancien nom du JWST)
NIRSpec	Near-Infrared Spectrograph (spectrographe proche-infrarouge du JWST)
OCA	Observatoire de la Côte d’Azur
OHANA	Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy
OHP	Observatoire de Haute Provence
ONERA	Office National d’Etudes et de Recherches Aéronautiques
OPD	Optical Path Difference (Différence de Chemin Optique)
OTF	Optical Transfer Function (Fonction de Transfert Optique)
PERSEE	Pégase Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction
PI	Principal Investigator
POPS	Planar Optics Phase Sensor
PROMES	Laboratoire des Procédés, Matériaux et Energie Solaire
PSF	Point Spread Function (image d’un point, ou réponse impulsionnelle spatiale)
PTV	Peak-to-Valley (différence maximum - minimum)
R&D	Recherche et Développement
RMS	Root Mean Square (écart quadratique)
SNIFS	SuperNovae Integral Field Spectrograph
TIGER	Traitement Intégral des Galaxies par l’Etude de leurs Raies
TPF-I	Terrestrial Planet Finder Interferometer
VLT	Very Large Telescope
VLTI	Very Large Telescope Interferometer
WFE	Wavefront Error (surface d’onde)
WFS	Wavefront Sensor (senseur de surface d’onde)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F. Hénault, “Concentration du rayonnement solaire par simple et double réflexion: Contribution aux méthodes de réglage et de contrôle des surfaces réflectrices à facettes,” Thèse de Docteur en Sciences, Université Paris XI Orsay (1987).
- [2] <http://francois.henault.free.fr/odeillo/odeillo.htm>
- [3] http://www.trec-france.org/pages/Histoire_du_solaire_a_concentration-428922.html
- [4] C. Royère, “Les applications du four solaire de 1000 kW du CNRS à Odeillo,” *Entropie* **97**, p. 147-160 (1981).
- [5] T. D. Brumleve, J. C. Gibson, “Measurement challenges in solar central receiver system,” 7th Energy Technology Conference.
- [6] L. Foucault, “Mémoire sur la construction des télescopes en verre argenté”, *Annales de l’Observatoire de Paris* **5**, p. 197-237 (1859).
- [7] J. C. Bortz, “Wave-front sensing by optical phase differentiation”, *J. Opt. Soc. Am. A* **1**, p. 35-39 (1984).
- [8] F. Hénault, “Wavefront sensor based on varying transmission filters: theory and expected performance,” *Journal of Modern Optics* **52**, p. 1917-1931 (2005).
- [9] F. Hénault, “Wavefront sensing with varying transmission filters: Past, present and future,” *Proceedings of the SPIE* **5965**, p. 339-350 (2005).
- [10] F. Hénault, C. Royère, “Concentration du rayonnement solaire: analyse et évaluation des défauts de réglage de facettes réfléchissantes,” *Revue de Physique Appliquée* **24**, p. 563-576 (1989).
- [11] F. Hénault, C. Royère, “Concentration du rayonnement solaire: analyse et évaluation des réponses impulsionnelles et des défauts de réglage de facettes réfléchissantes,” *Journal of Optics* **20**, p. 225-240 (1989).
- [12] J. Hillairet, “THEMIS. La centrale solaire”, *Entropie* **103**, p. 6-10 (1982).
- [13] A. Collon, A. Leclerc, “Le champ d’héliostats de THEMIS”, *Entropie* **103**, p. 10-20 (1982).
- [14] V. Baum, R. Aparisi, D. Tepliakov, “Sur l’évaluation objective de la précision des systèmes optiques d’appareils solaires,” *Colloques internationaux du CNRS, “Applications thermiques de l’énergie solaire dans le domaine de la recherche et de l’industrie,”* Eds. CNRS, p. 163-174 (1958).
- [15] F. Hénault, B. Bonduelle, “Modèle de calcul des flux au foyer du four solaire de 1000 kW d’Odeillo. Un outil pour la recherche et le développement en thermique des matériaux,” *Entropie* **146-147**, p. 81-92 (1989).
- [16] J.J. Bézian, F. Hénault, M. Izygon, “Modélisation des flux réfléchis par un champ d’héliostats. Comparaison de divers modèles,” *Séminaire Héliothermie*, 16-19 sept. 1986, Sophia-Antipolis (1986).
- [17] F. Lipps, “Four different views of the heliostat flux density integral,” *Solar Energy* **18**, p. 555-560 (1976).
- [18] F. Trombe, A. Le Phat Vinh, “Etudes théoriques sur la concentration du rayonnement solaire et procédés de mesure. Réalisations pratiques de la concentration du rayonnement solaire,” *Cahiers AFEDES* **3** (novembre 1971).
- [19] G. A. Chanan, M. Troy, F. G. Dekens, S. Michaels, J. Nelson, T. Mast, D. Kirkman, “Phasing the mirror segments of the Keck telescopes: the broadband phasing algorithm,” *Applied Optics* **37**, p. 140-155 (1998).
- [20] A. Labeyrie, “Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays,” *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **118**, p. 517-524 (1996).
- [21] F. Hénault, “Telescope interferometers: an alternative to classical wavefront sensors,” *Proceedings of the SPIE* **7015**, n° 70151X (2008).
- [22] F. Hénault, “Conceptual design of a phase shifting telescope-interferometer,” *Optics Communications* **261**, p. 34-42 (2006).
- [23] F. Hénault, “Analysis of stellar interferometers as wavefront sensors,” *Applied Optics* **44**, p. 4733-4744 (2005).
- [24] F. Hénault, “Signal-to-noise ratio of phase sensing telescope interferometers,” *J. Opt. Soc. Am. A* **25**, p. 631-642 (2008).
- [25] A. Maréchal, M. Françon, “Diffraction, structure des images,” *Masson & Cie*, 120, Boulevard Saint-Germain, Paris VIème (1970).
- [26] C. Vanderriest, G. Courtès, J. Donas, “Field spectrography with optical fibers in astronomy: development of a ground-based instrument; proposals for the Space Telescope,” *Journal of Optics* **15**, p. 237-241 (1984).

- [27] R. Bacon, G. Adam, A. Baranne, G. Courtes, D. Dubet, J.P. Dubois, E. Emsellem, P. Ferruit, Y. Georgelin, G. Monnet, E. Pecontal, A. Rousset, F. Say, “3D spectrography at high spatial resolution I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER,” *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **113**, p. 347-357 (1995).
- [28] L. Weitzel, A. Krabbe, H. Kroker, N. Thatte, L. E. Tacconi-Garman, M. Cameron, R. Genzel, “3D: The next generation near-infrared imaging spectrometer,” *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **119**, p. 531-546 (1996).
- [29] G. Aldering, G. Adam, P. Antilogus, P. Astier, R. Bacon, S. Bongard, C. Bonnaud, Y. Copin, D. Hardin, F. Hénault, D.A. Howell, J.P. Lemonnier, J.M. Levy, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, A. Pécontal, E. Pécontal, S. Perlmutter, R. Quimby, K. Schahmanche, G. Smadja, W.M. Wood-Vasey, “Overview of the Nearby Supernova Factory,” *Proceedings of the SPIE* **4836**, p. 61-72 (2003).
- [30] B. Lantz, G. Aldering, P. Antilogus, C. Bonnaud, L. Capoani, A. Castera, Y. Copin, D. Dubet, E. Gangler, F. Hénault, J.P. Lemonnier, R. Pain, A. Pécontal, E. Pécontal, G. Smadja, “SNIFS: a wideband integral field spectrograph with microlens arrays,” *Proceedings of the SPIE* **5249**, p. 146-155 (2003).
- [31] I. S. Bowen, “The Image-slicer, a device for reducing loss of light at slit of stellar spectrograph,” *Astrophysical Journal* **88**, p. 113-124 (1938).
- [32] W. Benesch, J. Strong, “The Optical Image Transformer,” *JOSA* **41**, p. 252-254 (1951).
- [33] R. Content, “A new design for integral field spectroscopy with 8-m telescopes,” *Proceedings of the SPIE* **2871**, p. 1295-1305 (1997).
- [34] L. Weitzel, A. Krabbe, H. Kroker, N. Thatte, L. E. Tacconi-Garman, M. Cameron, R. Genzel, “3D: The next generation near-infrared imaging spectrometer,” *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **119**, p. 531-546 (1996).
- [35] M. Wells, P. Hastings, S. Ramsay Howat, “Design and testing of a cryogenic image slicing IFU for UKIRT and NGST,” *Proceedings of the SPIE* **4008**, p. 1215-1226 (2000).
- [36] E. Prieto, C. Bonneville, P.E. Blanc, P. Ferruit, J.R. Allington-Smith, R. Bacon, R. Content, F. Hénault, O. Le Fèvre, “Great opportunity for NGST-NIRSpec: A high-resolution integral field unit,” *Proceedings of the SPIE* **4850**, p. 486-492 (2003).
- [37] F. Laurent, E. Renault, J. Kosmalski, L. Adjali, D. Boudon, R. Bacon, P. Caillier, A. Remillieux, Y. Salaun, B. Delabre, “MUSE image slicer: test results on largest slicer ever manufactured,” *Proceedings of the SPIE* **7018**, n° 70180J (2008).
- [38] F. Laurent, F. Hénault, P. Ferruit, E. Prieto, D. Robert, E. Renault, J.P. Dubois, R. Bacon, “CRAL activities on advanced image slicers: optical design, manufacturing, assembly, integration and testing,” *New Astronomy Reviews* **50**, n° 4-5, p. 346-350 (2006).
- [39] F. Laurent, F. Hénault, E. Renault, R. Bacon, J.P. Dubois, “Design of an Integral Field Unit for MUSE, and results from prototyping,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **118**, n° 849, p. 1564-1573 (2006).
- [40] F. Laurent, C. Bonneville, P. Ferruit, F. Hénault, J.P. Lemonnier, G. Moreaux, E. Prieto, D. Robert, “Optical design, fabrication and testing a prototype of the NIRSpec IFU,” *Proceedings of the SPIE* **5252**, p. 443-453 (2003).
- [41] F. Laurent, C. Macaire, P.E. Blanc, E. Prieto, G. Moreaux, D. Robert, P. Ferruit, C. Bonneville, F. Hénault, D. Robertson, J. Schmoll, “Designing, manufacturing and testing of an advanced image slicer prototype for the James Webb Space Telescope,” *Proceedings of the SPIE* **5494**, p. 196-207 (2004).
- [42] F. Hénault, R. Bacon, R. Content, B. Lantz, F. Laurent, J.P. Lemonnier, S. Morris, “Slicing the Universe at affordable cost: The quest for the MUSE image slicer,” *Proceedings of the SPIE* **5249**, p. 134-145 (2003).
- [43] F. Laurent, R. Bacon, J.P. Dubois, F. Hénault, E. Renault, D. Robert, “Optical design, manufacturing and tests of the MUSE image slicer,” *Proceedings of the SPIE* **5965**, p. 184-195 (2005).
- [44] F. Hénault, R. Bacon, C. Bonneville, D. Boudon, R. Davies, P. Ferruit, G. Gilmore, O. Le Fèvre, J.P. Lemonnier, S. Lilly, S. Morris, E. Prieto, M. Steinmetz, T. de Zeeuw, “MUSE, a second-generation integral-field spectrograph for the VLT,” *Proceedings of the SPIE* **4841**, p. 1096-1107 (2003).
- [45] F. Hénault, R. Bacon, H. Dekker, B. Delabre, S. Djidel, J.P. Dubois, N. Hubin, B. Lantz, W. Lau, M. Le Louarn, I. Lewis, J.L. Lizon, J. Lynn, L. Pasquini, R. Reiss, M.M. Roth, “MUSE opto-mechanical design and performance,” *Proceedings of the SPIE* **5492**, p. 909-920 (2004).
- [46] M. Mayor, D. Queloz, “A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star,” *Nature* **378**, p. 355-359 (1995).
- [47] A. Léger, J. M. Mariotti, B. Mennesson, M. Ollivier, J. L. Puget, D. Rouan, J. Schneider, “Could we search for primitive life on extrasolar planets in the near future ? The Darwin project,” *Icarus* **123**, p. 249-255 (1996).
- [48] “TPF-I Science Working Group Report,” JPL Publication 07-1, P. R. Lawson, O. P. Lay, K. J. Johnston and C. A. Beichman eds., Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California (2007).

- [49] J.M. Le Duigou, M. Ollivier, A. Léger, F. Cassaing, B. Sorrente, B. Fleury, G. Rousset, O. Absil, D. Mourard, Y. Rabbia, L. Escarrat, F. Malbet, D. Rouan, R. Clédassou, M. Delpéch, P. Duchon, B. Meyssignac, P.Y. Guidotti, N. Gorius, “Pegase: a space-based nulling interferometer,” *Proceedings of the SPIE* **6265**, n° 62651M (2006).
- [50] J. R. Angel, J. Burge, N. Woolf, “Detection and spectroscopy of exo-planets like Earth,” *Proceedings of the SPIE* **2871**, p. 516-519 (1997).
- [51] R. M. Morgan, J. Burge, N. Woolf, “Nulling interferometric beam combiner utilizing dielectric plates: experimental results in the visible broadband,” *Proceedings of the SPIE* **4006**, p. 340-348 (2000).
- [52] A. L. Mieremet, J. Braat, H. Bokhove, K. Ravel, “Achromatic phase shifting using adjustable dispersive elements,” *Proceedings of the SPIE* **4006**, p. 1035-1041 (2000).
- [53] J. Gay, Y. Rabbia, “Principe d’un coronographe interférentiel,” *C. R. Acad. Sci., Ser. IIB: Mec., Phys., Chim., Astron.* **322**, p. 265-271 (1996).
- [54] E. Serabyn, M. M. Colavita, “Fully symmetric nulling beam combiners,” *Applied Optics* **40**, p. 1668-1671 (2001).
- [55] C. Buisset, X. Rejeunier, Y. Rabbia, M. Barillot, “Stable deep nulling in polychromatic unpolarized light with multiaxial beam combination,” *Applied Optics* **46**, p. 7817-7822 (2007).
- [56] R. O. Gappinger, R. T. Diaz, A. Ksendzov, P. R. Lawson, O. P. Lay, K. M. Liewer, F. M. Loya, S. R. Martin, E. Serabyn, J. K. Wallace, “Experimental evaluation of achromatic phase shifters for mid-infrared starlight suppression,” *Applied Optics* **48**, p. 868-880 (2009).
- [57] V. Coudé du Foresto, G. Perrin, C. Ruilier, B. Mennesson, W. A. Traub, M. G. Lacasse, “FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer,” *Proceedings of the SPIE* **3350**, p. 856-863 (1998).
- [58] F. Malbet, P. Kern, I. Schanen-Duport, J. P. Berger, K. Rousselet-Perraut, P. Benech, “Integrated optics for astronomical interferometry I. Concept and astronomical applications,” *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **138**, p. 135-145 (1999).
- [59] V. Weber, “Etude de l’interféromètre à frange noire MAIL,” Thèse de Docteur en Sciences, Université de Nice-Sophia Antipolis (2004).
- [60] F. Cassaing, J.M. LeDuigou, J.P. Amans, M. Barillot, T. Buey, F. Hénault, K. Houairi, S. Jacquino, P. Laporte, A. Marcotto, L. Pirson, J.M. Reess, B. Sorrente, G. Rousset, V. Coudé du Foresto, M. Ollivier, “Persee: a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances,” *Proceedings of the SPIE* **7013**, n° 70131Z (2008).
- [61] M. Ollivier, J.M. Mariotti, “Improvement in the rejection rate of a nulling interferometer by spatial filtering,” *Applied Optics* **36**, p. 5340-5346 (1997).
- [62] C. Ruilier, F. Cassaing, “Coupling of large telescopes and single-mode waveguides: application to stellar interferometry,” *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, p. 143-149 (2001).
- [63] F. Hénault, “Design of achromatic phase shifters for spaceborne nulling interferometry,” *Optics Letters* **31**, n° 24, p. 3635-3637 (2006).
- [64] F. Hénault, “Computing extinction maps of star nulling interferometers,” *Optics Express* **16**, n° 7, p. 4537-4546 (2008).
- [65] F. Hénault, “Fine art of computing nulling interferometer maps,” *Proceedings of the SPIE* **7013**, n° 70131X (2008).
- [66] F. Hénault, J.L. Devaux, J.B. Ghibaudo, S. Matthews, C. Cinotti, “Contrôle de qualité image à température cryogénique sur le télescope du satellite ISO,” *ICSO 25-27 septembre 1991*, p. 181-201 (1991).
- [67] M. Takeda, H. Ina, S. Koyabashi, “Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,” *J. Opt. Soc. Am. A* **72**, p. 156-160 (1982).
- [68] K. Dohlen, F. Hénault, D. Scheidel, D. Siméoni, F. Cayla, G. Chalon, P. Javelle, “Infrared Atmospheric Sounding Interferometer,” *5th International Workshop on ASSFTS, Tokyo* (1994).
- [69] F. Hénault, D. Miras, D. Scheidel, F. Boubault, “Infrared Atmospheric Sounding Interferometer (IASI) performance evaluation,” *6th International Workshop on ASSFTS, San Juan Capistrano* (1995).
- [70] F. Hénault, C. Buil, B. Chidaïne, D. Scheidel, “Spaceborne infrared interferometer of the IASI instrument,” *Proceedings of the SPIE* **3437**, p. 192-202 (1998).
- [71] F. Hénault, C. Buil, A. Copin, B. Chidaïne, “How we split the IASI beamsplitter,” *Proceedings of the SPIE* **3786**, p. 300-311 (1999).
- [72] F. Hénault, P.J. Hébert, C. Lucchini, D. Miras, “Geometrical misalignment retrieval of the IASI interferometer,” *Proceedings of the Europto Series* **3870**, p. 159-170 (1999).
- [73] F. Laurent, “Etude et modélisation des performances de systèmes découpeurs d’images pour l’astronomie. Application à l’instrumentation du JWST et du VLT,” Thèse de Docteur en Sciences, Université Jean Monnet – Saint Etienne (2006).
- [74] C. Bonneville, “La spectroscopie intégrale de champ: Etude et réalisations,” Thèse de Docteur en Sciences, Université d’Aix-Marseille III (2002).

- [75] C. Bonneville, J.F. Cagnat, F. Laurent, E. Prieto, G. Ancourt, “Image slicer manufacturing: from space application to mass production,” *Proceedings of the SPIE* **5494**, p. 188-195 (2004).
- [76] <http://francois.henault.free.fr/cosac/cosac.htm>
- [77] G. Perrin, O. Lai, P. Lena, V. Coudé du Foresto, “Fibered large interferometer on top of Mauna Kea: OHANA, the optical Hawaiian array for nanoradian astronomy,” *Proceedings of the SPIE* **4006**, p. 708-714 (2000).
- [78] F. Reynaud, J.J. Alleman, P. Connes, “Interferometric control of fiber lengths for a coherent telescope array,” *Applied Optics* **31**, p. 3736-3743 (1992).
- [79] T. Kotani, S. Lacour, G. Perrin, G. Robertson, P. Tuthill, “Pupil remapping for high contrast astronomy: results from an optical testbed,” *Optics Express* **17**, n° 3, p. 1925-1934 (2009).
- [80] F. Patru, D. Mourard, J.M. Clausse, L. Delage, F. Reynaud, M. Dubreuil, D. Bonneau, S. Bosio, Y. Bresson, Y. Hugues, O. Lardière, A. Roussel, “First results from a laboratory hypertelescope using single-mode fibers,” *Astronomy and Astrophysics* **477**, p. 345-352 (2008).
- [81] N. Tarmoul, D. Mourard, F. Hénault, “Study of a new cophasing system for hypertelescopes,” *Proceedings of the SPIE* **7013**, n° 70133U (2008).
- [82] D. Mourard, D. Bonneau, J.M. Clausse, F. Hénault, A. Marcotto, A. Blazit, S. Bosio, Y. Bresson, T. ten Brummelaar, P. Kervella, S. Lagarde, H.A. McAlister, A. Mérand, G. Merlin, N. Nardetto, R. Petrov, A. Roussel, K. Rousset-Perraut, P. Stee, J. Sturmann, L. Sturmann, I. Tallon-Bosc, “VEGA: a visible spectrograph and polarimeter for CHARA,” *Proceedings of the SPIE* **6268**, n° 62683Q (2006).
- [83] G. Courtès, M. Viton, “Un filtre à bandes passantes multiples, réglables et simultanées destiné à l’analyse spectrophotométrique des images télescopiques,” *Annales d’Astrophysique* **28**, p. 691-697 (1965).
- [84] W. H. Southwell, “Wave-front estimation from wave-front slope measurements,” *J. Opt. Soc. Am.* **70**, p. 998-1006 (1980).
- [85] F. Hénault, A. Spang, “Crossed-cosine intensity filter for coronagraphy and low order wavefront sensing,” *Optical Engineering* **48**, n° 073608 (2009).
- [86] F. Hénault, “Multi-spectral piston sensor for co-phasing giant segmented mirrors and multi-aperture interferometric arrays,” *Journal of Optics A: Pure Applied Optics* **11**, 125503 (2009).
- [87] F. Hénault, P. Girard, A. Marcotto, N. Mauclet, C. Bailet, J.-M. Clausse, D. Mourard, Y. Rabbia, A. Roussel, M. Barillot, J.-M. Le Duigou, “Review of OCA activities on nulling testbench PERSEE,” *Proceedings of the SPIE* **7734**, à paraître (2010).
- [88] W. Danchi, R. Barry, P. Lawson, W. Traub, S. Unwin, “The Fourier Kelvin Stellar Interferometer (FKSI): a review, progress report, and update,” *Proceedings of the SPIE* **7013**, n° 70132Q (2008).
- [89] V. Weber, M. Barillot, P. Haguenauer, P. Kern, I. Schanen-Duport, P. Labeye, L. Pujol, Z. Sodnik, “Nulling interferometer based on an integrated optics combiner,” *Proceedings of the SPIE* **5491**, p. 842-850 (2004).
- [90] F. Hénault, “Simple Fourier optics formalism for high angular resolution systems and nulling interferometry,” *JOSA A* **27**, p. 435-449 (2010).
- [91] F. Hénault, “PSF and field of view characteristics of imaging and nulling interferometers,” *Proceedings of the SPIE* **7734**, à paraître (2010).
- [92] F. Hénault, “Fibered nulling telescope for extra-solar coronagraphy,” *Optics Letters* **34**, n° 7, p. 1096–1098 (2009).
- [93] J. M. Beckers, “Field of view considerations for telescope arrays,” *Proceedings of the SPIE* **628**, p. 255-260 (1986).
- [94] W. A. Traub, “Combining beams from separated telescopes,” *Applied Optics* **25**, p. 528-532 (1986).
- [95] M. Tallon, I. Tallon-Bosc, “The object-image relationship in Michelson stellar interferometry,” *Astronomy and Astrophysics* **253**, p. 641-645 (1992).
- [96] N. Tarmoul, F. Hénault, D. Mourard, J.-P. Berger, L. Jocou, P. Kern, J.-B. LeBouquin, O. Absil, “Multi-axial integrated optics solution for POPS, a 2nd-generation VLTI fringe tracker,” *Proceedings of the SPIE* **7734**, à paraître (2010).
- [97] N. Tarmoul, D. Mourard, F. Hénault, “The Chromatic Phase Diversity method for cophasing hypertelescopes”, article soumis à MNRAS.

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1. ANALYSE DES PERFORMANCES DU SENSEUR DE SURFACE
D'ONDE A DIFFERENTIATION OPTIQUE (2005)

ANNEXE 2. EXTENSION DE LA PLAGE DE MESURE DU SENSEUR DE SURFACE
D'ONDE EN PLAN IMAGE A DECALAGE DE PHASE (2009)

ANNEXE 3. PROJET DE VOIE DE CALIBRATION CIEL ROUGE POUR
L'INSTRUMENT SNIFS (2002)

ANNEXE 4. DECOUPEURS DE CHAMP ET D'IMAGES POUR MUSE (2003)

ANNEXE 5. UN DEPHASEUR ACHROMATIQUE A LAMES DISPERSIVES POUR
DARWIN (1997)

ANNEXE 6. DESIGN PRELIMINAIRE DU BANC DE NULLING MAI2 (2000)

ANNEXE 7. SCHEMAS OPTIQUES DE L'INTERFEROMETRE PERSEE

ANNEXE 8. A LA RECHERCHE DE NOUVELLES RELATIONS OBJET-IMAGE
(2010)

ANNEXE 9. UN SENSEUR DE FRANGES MULTI-AXIAL EN OPTIQUE INTEGREE
POUR LE VLTI (2010)

ANNEXE 10. ENCADREMENT D'ETUDIANTS

ANNEXE 11. CURRICULUM VITAE

ANNEXE 12. SELECTION D'ARTICLES

ANNEXE 1. ANALYSE DES PERFORMANCES DU SENSEUR DE SURFACE D'ONDE A DIFFERENTIATION OPTIQUE (2005)

Dans le domaine de l'optique adaptative indispensable à l'amélioration des performances des grands observatoires terrestres, le senseur de surface d'onde à différentiation optique n'est probablement pas le plus connu à l'heure actuelle. Il possède pourtant la plupart des avantages de ses trois concurrents les plus célèbres, à savoir le Shack-Hartmann (une matrice de microlentilles permet de mesurer les dérivées partielles de la surface d'onde suivant les axes X et Y), le senseur de courbure (on déduit les dérivées secondes de la surface d'onde des répartitions d'éclairement intra et extra focales) et le WFS pyramidal (un prisme à quatre faces permet d'obtenir quatre Foucaultgrammes simultanés de la surface d'onde). Le WFS à différentiation optique est en effet utilisable sur une très large bande spectrale et sur des objets spatialement étendus¹, et conserve sa capacité d'analyse sur des défauts optiques importants (typiquement plusieurs dizaines de longueurs d'onde [9]). Avant d'évoquer deux de ses développements potentiels, essayons d'en résumer brièvement la théorie et les performances.

Théorie

La Figure 2-2 dans le texte principal est trompeuse, car le WFS à différentiation optique s'y présente comme l'héritier direct et naturel de la méthode de Foucault [6]. En réalité le chemin suivi fut moins direct, car les filtres linéaires en amplitude furent d'abord envisagés comme un moyen de visualiser des objets de phase en faisant apparaître leurs dérivées: on inspectait donc l'image de l'objet au plan focal d'un microscope, tandis qu'un filtre à gradient de transmission était placé dans un plan pupille. Ce n'est qu'en 1984 que Bortz [7] proposa d'appliquer le principe à la mesure des surfaces d'onde en intervertissant les emplacements du filtre et de la caméra. Mon apport dans cette affaire fut d'étudier plus précisément les effets de la diffraction et d'établir les limitations en performance du système, imposées par la présence de "l'anneau de Rayleigh" bien connu des astronomes amateurs qui testent, encore et toujours, la qualité optique de leurs miroirs au moyen de la méthode de Foucault. Sans être réellement magique, l'anneau de Rayleigh se présente comme un brillant liseré de lumière apparaissant sur le pourtour de la pupille, rendant extrêmement difficile toute interprétation des Foucaultgrammes sur cette zone. L'optique de Fourier montre alors que le pouvoir de l'anneau affecte également le senseur de surface d'onde à différentiation optique, puisque l'expression simplifiée de l'intensité lumineuse $I_X(\mathbf{M})$ observée à la surface du miroir s'écrit comme suit²:

$$I_X(\mathbf{M}) \approx \frac{1}{4} \left| B_R(\mathbf{M}) \left(1 + \frac{F}{x_1'} \frac{\partial \Delta(\mathbf{M})}{\partial x} \right) - i \frac{kF}{x_1'} \frac{\partial B_R(\mathbf{M})}{\partial x} \right|^2, \quad (1)$$

où $\Delta(\mathbf{M})$ est la surface d'onde à mesurer et $1/x_1'$ est la pente du filtre linéaire en amplitude placé dans le plan image $X'Y'$ [8]. L'équation (1) se présente comme la somme de deux termes, dont le premier est aux effets de scintillation près une fonction linéaire de la dérivée partielle $\partial \Delta(\mathbf{M})/\partial x$ de la surface d'onde, et le second est une distribution d'amplitude caractéristique des perturbations apportées par l'anneau de Rayleigh (une vue en trois dimensions de cette distribution est représentée sur la Figure A1-1). Afin de quantifier les effets de cette perturbation sur la précision de mesure du WFS à différentiation optique, il ne restait donc plus qu'à effectuer plusieurs jeux de simulations numériques

¹ Du moins dans une certaine mesure, voir réf. [9].

² On s'est ici efforcé de reprendre les notations de la section 3.1 du texte principal.

à partir de la relation (1) et de quelques défauts de surface typiques des instruments optiques, tout en faisant varier quelques paramètres clé du senseur de surface d'onde: la pente du filtre $1/x'_1$ en premier lieu, mais aussi la formule même du filtre. On constate alors que la loi linéaire en amplitude n'est plus absolument nécessaire: il est possible en effet de la remplacer par des fonctions sinus ou cosinus qui permettent de simplifier le procédé de fabrication du filtre, que l'on peut alors produire par simple enregistrement de franges d'interférence sur une plaque holographique.

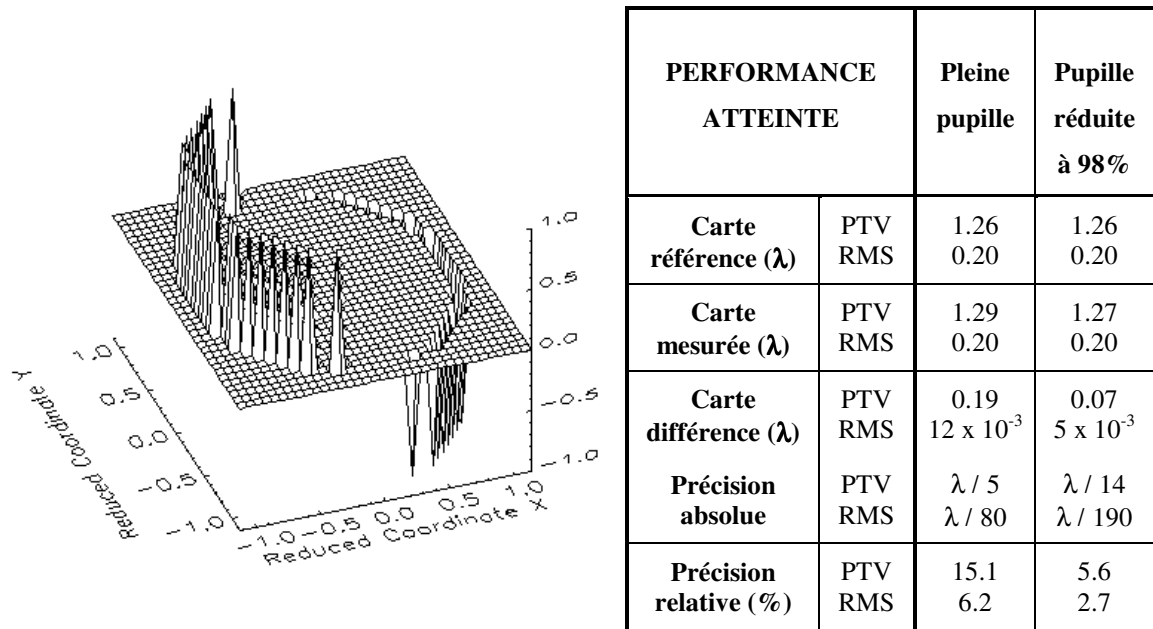


Figure A1-1: Représentation analytique de l'anneau de Rayleigh (à gauche) et estimation de ses effets sur la performance du senseur de surface d'onde à différentiation optique (à droite).

Performances

Les principales simulations numériques des performances du senseur de surface d'onde à différentiation optique ont été publiées dans les références [8] et [9]. L'une d'entre elles est reproduite sur la Figure A1-2 qui représente les pentes de la surface d'un miroir affecté de défauts de polissage et de déformations thermomécaniques¹ mesurées suivant les axes X et Y, ainsi que la surface elle-même, reconstruite à partir de ses dérivées partielles au moyen d'un algorithme classique de Southwell [84]. On y remarque que les erreurs les plus prononcées se trouvent effectivement sur les bords de la pupille. Les résultats numériques de cette simulation sont donnés dans le tableau à droite de la Figure A1-1: ils montrent que la performance du WFS à différentiation optique est comparable à celle de ses concurrents cités en introduction, à la condition toutefois impérieuse d'éliminer la zone de mesure corrompue par l'anneau de Rayleigh, soit 2 % rapporté au diamètre du miroir. Ceci sonne comme le prélude à un intéressant compromis à établir dans l'avenir, entre le rapport signal sur bruit du WFS qui augmente avec la pente du filtre de densité variable, et la précision de mesure absolue qui s'en trouve dans le même temps dégradée par la magie de l'anneau de Rayleigh.

¹ Toute ressemblance avec le miroir primaire cryogénique du satellite ISO n'est peut-être pas fortuite.

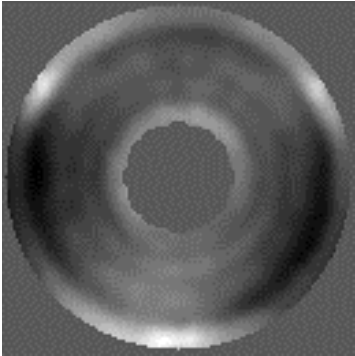
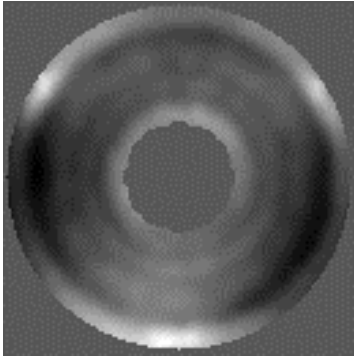
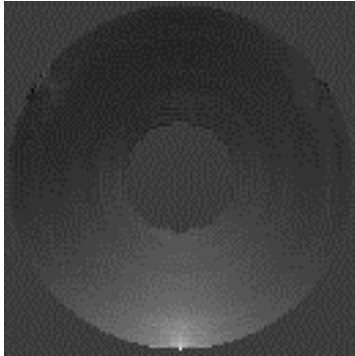
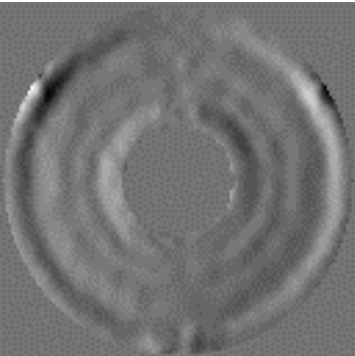
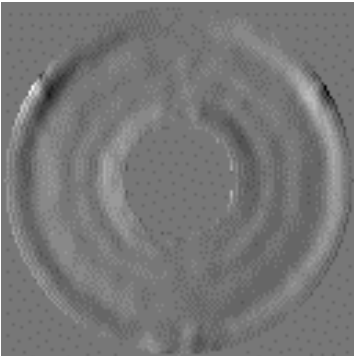
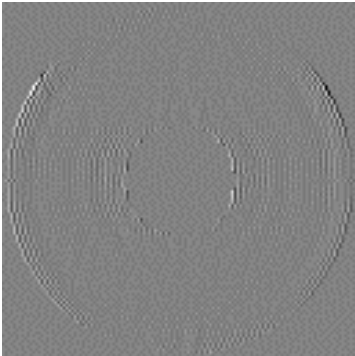
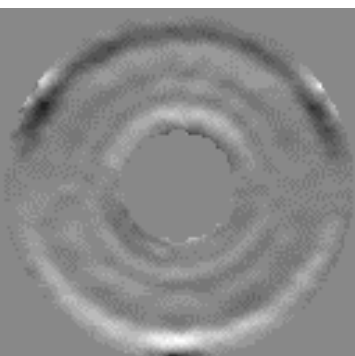
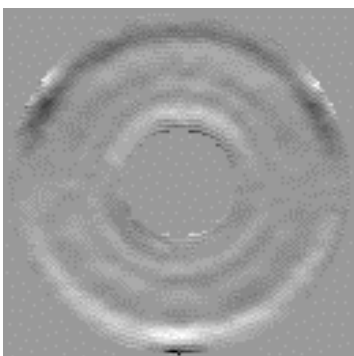
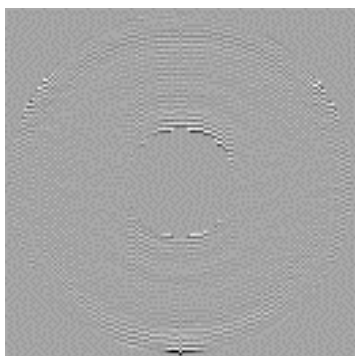
	Cartes de référence	Cartes mesurées	Soustraction des deux cartes précédentes
Surface d'onde			
Pentes suivant l'axe X			
Pentes suivant l'axe Y			

Figure A1-2: Représentations en échelle de gris des surfaces d'onde et de leurs pentes suivant les axes X et Y. A gauche figurent les cartes de référence, au milieu les cartes mesurées par le WFS à différentiation optique, et à droite leurs différences calculées point par point (voir les valeurs numériques des WFE sur la Figure A1-1). Le maillage des cartes est de 129 x 129 et la largeur du filtre x'_1 est égale à 0.4 mm pour un système optique ouvert à F/10.

Pistes à explorer: cosinus croisés et Chaussée des Géants

Pour autant qu'il puisse l'être un jour, le travail sur le senseur de surface d'onde à différentiation optique est loin d'être terminé. La suite fut publiée en 2009 dans Optical Engineering [85], à partir d'une idée originale de mon collègue de l'OCA Alain Spang: au lieu d'utiliser successivement deux filtres linéaires en amplitude perpendiculaires l'un à l'autre¹, Alain suggéra de n'en utiliser qu'un seul, composé de deux fonctions cosinus croisées suivant les axes X' et Y'. Nous eûmes tôt fait d'identifier un système interférométrique de cinq ouvertures (représenté sur le panneau gauche de la Figure A1-3) permettant d'en générer et d'en enregistrer le motif (voir les panneaux central et droit de la Figure A1-3), et d'imaginer un double mode de fonctionnement: le filtre pouvait servir à la fois de coronographe lorsque l'étoile visée était centrée sur une zone sombre (panneau central) et de senseur de surface d'onde en la plaçant sur l'une de ses "selles" (panneau droit). Dans ce dernier cas une interprétation purement géométrique et photométrique du WFS à différentiation optique est suffisante pour établir les relations mathématiques permettant de remonter aux défauts de surface, les effets de la diffraction (l'anneau de Rayleigh) restant bien évidemment pris en compte dans le modèle numérique.

Les résultats des simulations effectuées sur les cosinus croisés vinrent confirmer la précision de mesure de WFE annoncée dans les publications précédentes [8-9]. Mais l'objectif initial n'était que partiellement atteint, car (et bien qu'il n'y ait désormais plus besoin que d'un seul filtre à densité variable) il restait nécessaire d'effectuer plusieurs mesures successives des intensités observées dans la pupille de sortie, à partir de différents points M' situés au voisinage de la selle². Mais le filtre idéal ne devrait-il pas permettre d'effectuer toutes les mesures des dérivées partielles de la surface d'onde en une seule prise ? C'est le moment de prendre un peu de recul en contemplant la Figure A1-4.

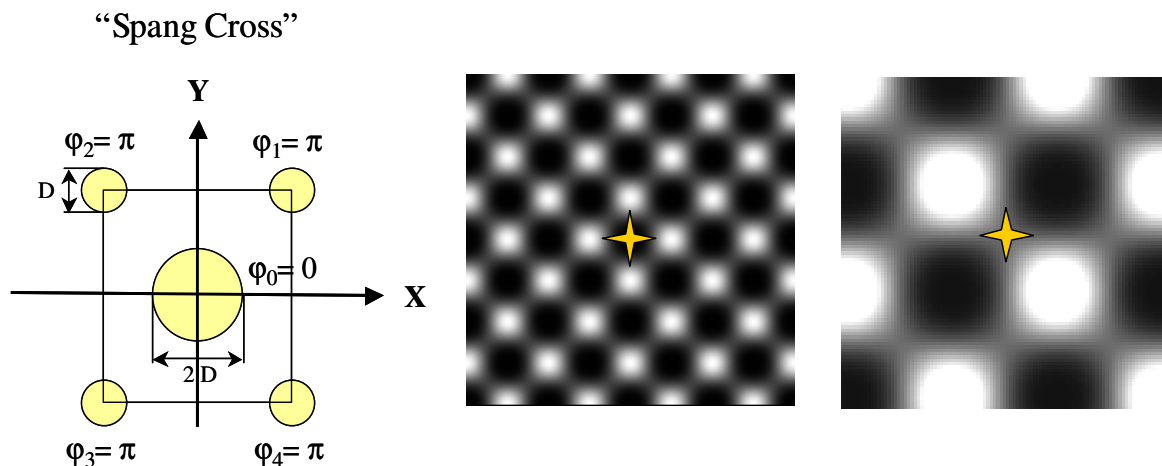


Figure A1-3: Schéma interférométrique et cartes en niveaux de gris du filtre des cosinus croisés en intensité.

¹ Afin de déterminer successivement les dérivées partielles suivant les axes X puis Y.

² On retrouve ici l'une des principales difficultés opérationnelles du senseur de courbure et du senseur pyramidal en optique adaptative: enchaîner une série de 2 ou 4 mesures consécutives au moyen d'un mécanisme dynamique avant que les perturbations atmosphériques ne changent (soit en quelques millisecondes).

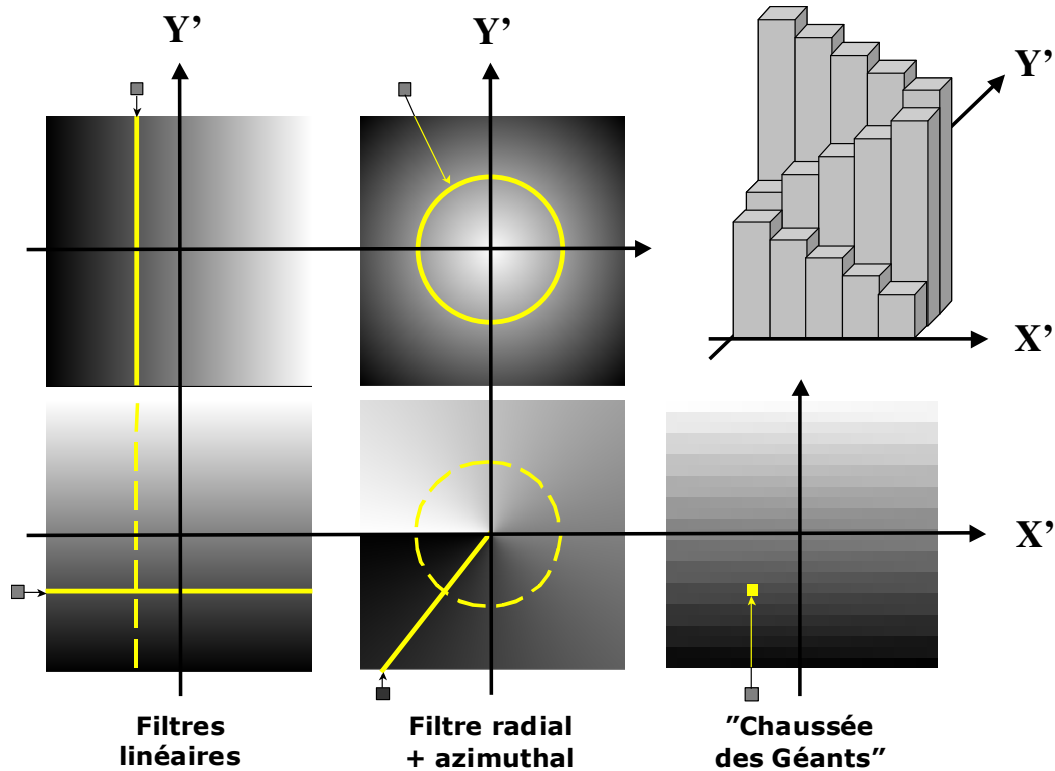


Figure A1-4: Divers types de filtres utilisables pour reconstruire les dérivées des défauts de front d'onde ou de surface optique.

Sur la plage gauche de la Figure A1-4 est illustré le principe du WFS à différentiation optique “classique” discuté jusqu’ici: on dispose un filtre linéaire en amplitude suivant deux axes perpendiculaires X' et Y' du plan focal. La mesure d’un niveau de gris en un point M de la pupille permet d’estimer la dérivée partielle $\partial\Delta(\mathbf{M})/\partial x$ en ce point lorsque le filtre est orienté suivant l’axe X' , puis la dérivée partielle $\partial\Delta(\mathbf{M})/\partial y$ lorsque le filtre est orienté suivant l’axe Y' . Graphiquement, cela revient à déterminer les écarts aberrants dans le plan $X'Y'$ en les situant à l’intersection des deux droites correspondant aux niveaux de gris mesurés (cf. Figure A1-4). On réalise alors que d’autres associations de filtres sont possibles, comme par exemple celle du panneau central de la Figure A1-4 où les transmissions spatiales des deux filtres sont codées en fonction des coordonnées polaires dans le plan $X'Y'$: le point recherché se situe alors à l’intersection d’un cercle et d’une demi-droite. Il faut remarquer que le cas du filtre radial en haut et au centre est parfaitement équivalent au principe de la méthode de rétro-visée étudiée durant mon travail de thèse au Four Solaire d’Odeillo (voir chapitre 2), car l’association de ce filtre avec une source ponctuelle (typique des méthodes de type Foucault) revient à celle du trou d’épingle placé au foyer de la parabole avec une source lumineuse à symétrie axiale (le soleil, dont la loi de luminance décroît sensiblement vers les bords). Afin de déterminer totalement l’ensemble des dérivées partielles de la surface d’onde $\Delta(\mathbf{M})$, il resterait toutefois à acquérir les informations manquantes sur l’angle polaire.

Finalement, il existe au moins un filtre de densité variable qui devrait permettre de déterminer les dérivées partielles $\partial\Delta(\mathbf{M})/\partial x$ et $\partial\Delta(\mathbf{M})/\partial y$ au moyen d’une seule mesure: il s’agit d’un motif en forme de “Chaussée des Géants”, tel que représenté en trois dimensions et en niveaux de gris sur le panneau droit de la Figure A1-4. Cette idée est nouvelle et récente. Elle mériterait certainement d’être approfondie dans l’avenir, au moins dans le cadre d’études et de réalisation d’un système d’optique adaptative destiné à corriger les aberrations d’ordre faible (“low-order adaptive optics”).

ANNEXE 2. EXTENSION DE LA PLAGE DE MESURE DU SENSEUR DE SURFACE D'ONDE EN PLAN IMAGE A DECALAGE DE PHASE (2009)

Le paragraphe 3.1 de ce mémoire était consacré à la description d'un nouveau type de senseur de surface d'onde (WFS) en plan focal et à décalage de phase. La méthode proposée est en principe applicable à toutes les surfaces optiques segmentées, qu'il s'agisse d'interféromètres à ouvertures séparées, d'hyper-télescopes, ou des futurs télescopes extrêmement grands (ELTs) destinés à succéder aux Keck ou au VLT dans le courant de la prochaine décennie. Dans une récente publication [86], j'ai tenté d'étendre la plage de mesure de cette méthode aux erreurs de piston différentiel très importantes qui affectent couramment les télescopes ou interféromètres terrestres (typiquement $\pm 10 \mu\text{m}$). Par rapport aux WFS "classiques" de type Shack-Hartmann, à courbure ou pyramidal, le senseur de surface d'onde à décalage de phase présente en effet l'avantage d'effectuer des mesures de WFE directes, sans passer par des données intermédiaires telles les dérivées premières ou secondes de la surface d'onde. En contrepartie la plage de mesure est limitée à $[-\lambda/2, +\lambda/2]$, où λ est la longueur d'onde moyenne du rayonnement électromagnétique sur la fenêtre spectrale utilisée. Cette indétermination intrinsèque de la méthode que l'on appelle souvent "ambiguïté de 2π " peut être levée de différentes manières, et l'a été ici au moyen d'une technique multi-spectrale de "longueur d'onde synthétique" inspirée des méthodes de mesure de distance sans contact par interférométrie multi couleurs.

Principe

Considérons un télescope constitué de N facettes réfléchissantes, chacune affectée d'une erreur de piston égale à ξ_n (avec $1 \leq n \leq N$). Pour une longueur d'onde donnée λ_k , on ne peut déterminer qu'une phase fractionnaire $\varphi_{k,n}$ normalisée à 2π :

$$\varphi_{k,n} = \xi_n / \lambda_k \text{ modulo } 1, \quad (1)$$

où $\varphi_{k,n}$ reste toujours comprise entre -0.5 et $+0.5$ tandis que la partie entière $n_{k,n}$ de ξ_n / λ_k demeure inconnue. Mais il est possible de combiner les mesures effectuées à trois longueurs d'onde différentes λ_1, λ_2 et λ_3 pour obtenir un système de $3N$ équations à $4N$ inconnues admettant a priori une infinité de solutions:

$$\begin{aligned} \xi_n &= (n_{1,n} + \varphi_{1,n}) \lambda_1 \\ \xi_n &= (n_{2,n} + \varphi_{2,n}) \lambda_2 \\ \xi_n &= (n_{3,n} + \varphi_{3,n}) \lambda_3. \end{aligned} \quad (2)$$

On montre pourtant que le système d'équations précédent admet un jeu unique de solutions ξ_n dans l'intervalle $[-\lambda_s/2, +\lambda_s/2]$, où λ_s est la longueur d'onde synthétique du dispositif de mesure, égale à [86]:

$$\lambda_s = (1/\lambda_1 - 2/\lambda_2 + 1/\lambda_3)^{-1}. \quad (3)$$

Il suffit alors en principe d'ajuster le triplet des longueurs d'onde de mesure ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) pour couvrir l'ensemble du domaine de variation des erreurs de piston que l'on souhaite corriger.

Simulations numériques

Outre une proposition de design instrumental basé sur "l'IFU du quatrième type" présenté dans la conclusion de ce mémoire (voir Figure 5-4), la référence [86] présente une validation de l'ensemble du concept effectuée au moyen de plusieurs séries de simulations numériques: la modélisation des PSF polychromatiques enregistrées sur le détecteur a été réalisée avec le logiciel COSAC (voir section 4.3),

tandis que l'ensemble des traitements algorithmiques a été programmé sous IDL (incluant notamment les transformations de Fourier inverses, les extractions de phase et leur dépliage sur les trois longueurs d'onde).

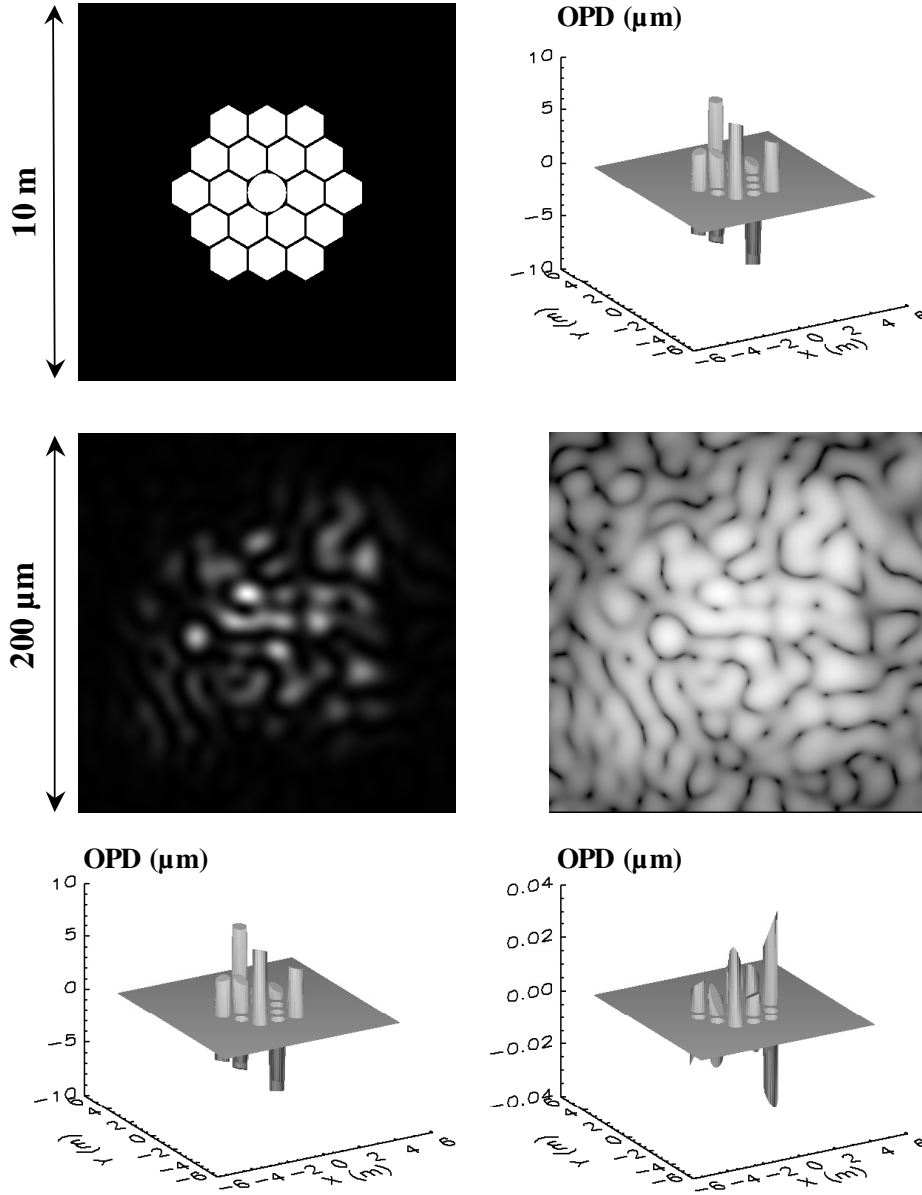


Figure A2-1: Mesure des erreurs de cophasage d'un télescope segmenté quelque peu inspiré du JWST. De gauche à droite et de bas en haut: carte de transmission dans la pupille (avec une sous-pupille de référence centrale et circulaire), vue 3D des erreurs de pistons initiales (écarts PTV = 15.5 μm et RMS = 4.6 μm), représentation en niveau de gris de la PSF du télescope dans le plan image (échelles linéaire et logarithmique), vue 3D de la surface d'onde reconstruite, et carte des différences entre les erreurs initiales et mesurées (écarts PTV = 71 nm et RMS = 14 nm).

Quelques résultats typiques de ces simulations sont reproduits sur les Figures A2-1 et A2-2, pour un triplet de longueurs d'onde visibles égal à 0.45 μm , 0.50 μm et 0.55 μm et diverses largeurs de bandes spectrales $\delta\lambda$ centrées sur les trois longueurs d'onde de référence. Chacune des 18 facettes hexagonales de ce télescope de 5 mètres de diamètre¹ est affectée d'erreurs en piston et en tip-tilt tirées aléatoirement sur des intervalles de $\pm 10 \mu\text{m}$ et ± 1 microradian respectivement. Dans ces conditions, les erreurs de reconstruction globales de la surface d'onde segmentée sont de 71 nm Peak-to-Valley

¹ Toute ressemblance avec le JWST ne pourrait être que volontaire.

(PTV) et 14 nm RMS (voir Figure A2-1) pour une largeur de bande relative $\delta\lambda/\lambda$ de 10%. La Figure A2-2 montre toutefois que les valeurs exactes des désalignements d'origine ne sont correctement déterminées que sur certaines zones des facettes hexagonales représentées en blanc, et dont la surface totale diminue de manière inversement proportionnelle à la largeur spectrale $\delta\lambda$ et aux erreurs de tip-tilt. Mais la méthode multi-spectrale fait preuve ici d'une robustesse remarquable, puisqu'elle permet d'éliminer en temps réel les fausses estimations par comparaison des trois valeurs de piston (ξ_1 , ξ_2 , ξ_3) obtenues pour chaque longueur d'onde. Il reste ainsi possible de réaliser d'excellentes mesures même lorsque les "zones de confiance" sont très limitées à la surface d'une facette réflectrice, comme sur les deux miroirs situés de part et d'autre de l'obscurcissement central sur la Figure A2-2.

Les résultats obtenus montrent que dans sa nouvelle version multi-spectrale, le senseur de surface d'onde à décalage de phase est susceptible d'atteindre les précisions de cophasage requises pour le mode imagerie des ELT et des futurs réseaux de télescopes, qui sont typiquement de l'ordre de $\lambda/10$. Mais une dernière série de simulations numériques a également révélé que la méthode peut être mise en échec par des perturbations atmosphériques d'ordre supérieur, même dans des conditions de "seeing" favorables [86]. Pour ce type d'application, il faudrait donc avoir recours au filtrage des surfaces d'onde, par exemple au moyen de fibres optiques monomodes comme sur le banc de test SIRIUS (voir section 5), ou de composants en optique intégrée envisagés pour le senseur de franges de deuxième génération du VLTI (voir Annexe 9). Ainsi la voie des "télescopes-interféromètre" à décalage de phase finirait par croiser naturellement celles de mes autres thèmes de recherche actuels.

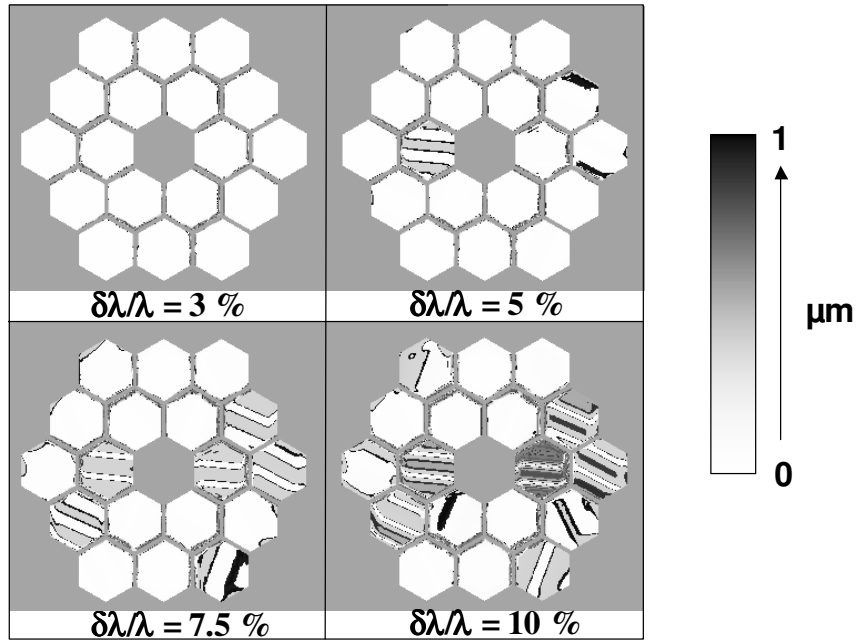


Figure A2-2: Localisation des erreurs de mesure des pistons sur la pupille de sortie du télescope segmenté en fonction de la largeur relative des bandes spectrales $\delta\lambda/\lambda$. Les erreurs sont codées sur une échelle de gris où le blanc correspond à des valeurs inférieures à 10 nm et le noir à des valeurs supérieures à 1 μm .

**ANNEXE 3. PROJET DE VOIE DE CALIBRATION CIEL ROUGE
POUR L'INSTRUMENT SNIFS (2002)**

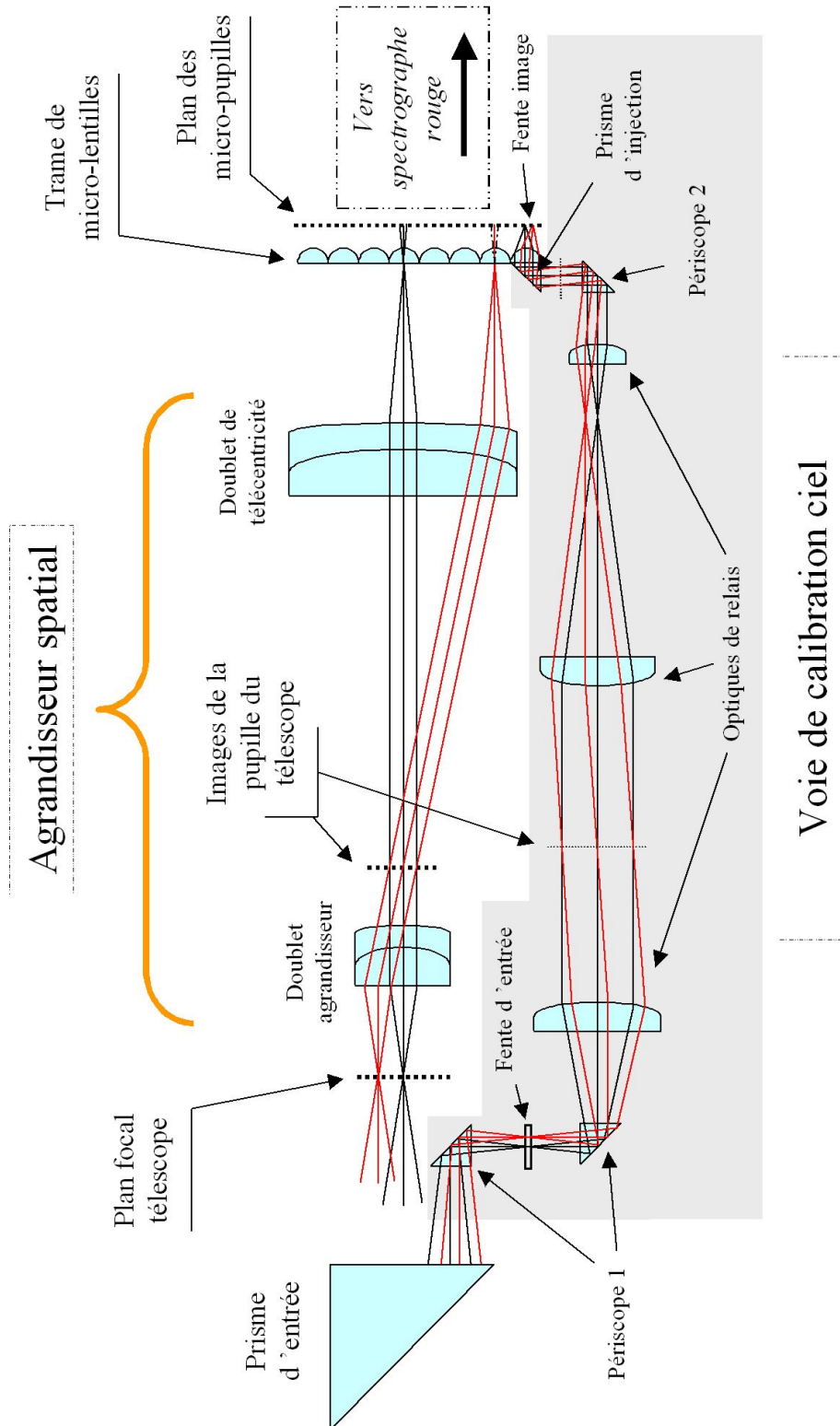


Figure A3: Schéma de principe de la voie de calibration ciel rouge de SNIFS (jamais réalisée). En inversant à nouveau les conjugaisons de champ et de pupille, on arrive à injecter dans une seule microlentille périphérique l'équivalent énergétique de 60 microlentilles centrales.

ANNEXE 4. DECOUPEURS DE CHAMP ET D'IMAGES POUR MUSE (2003)

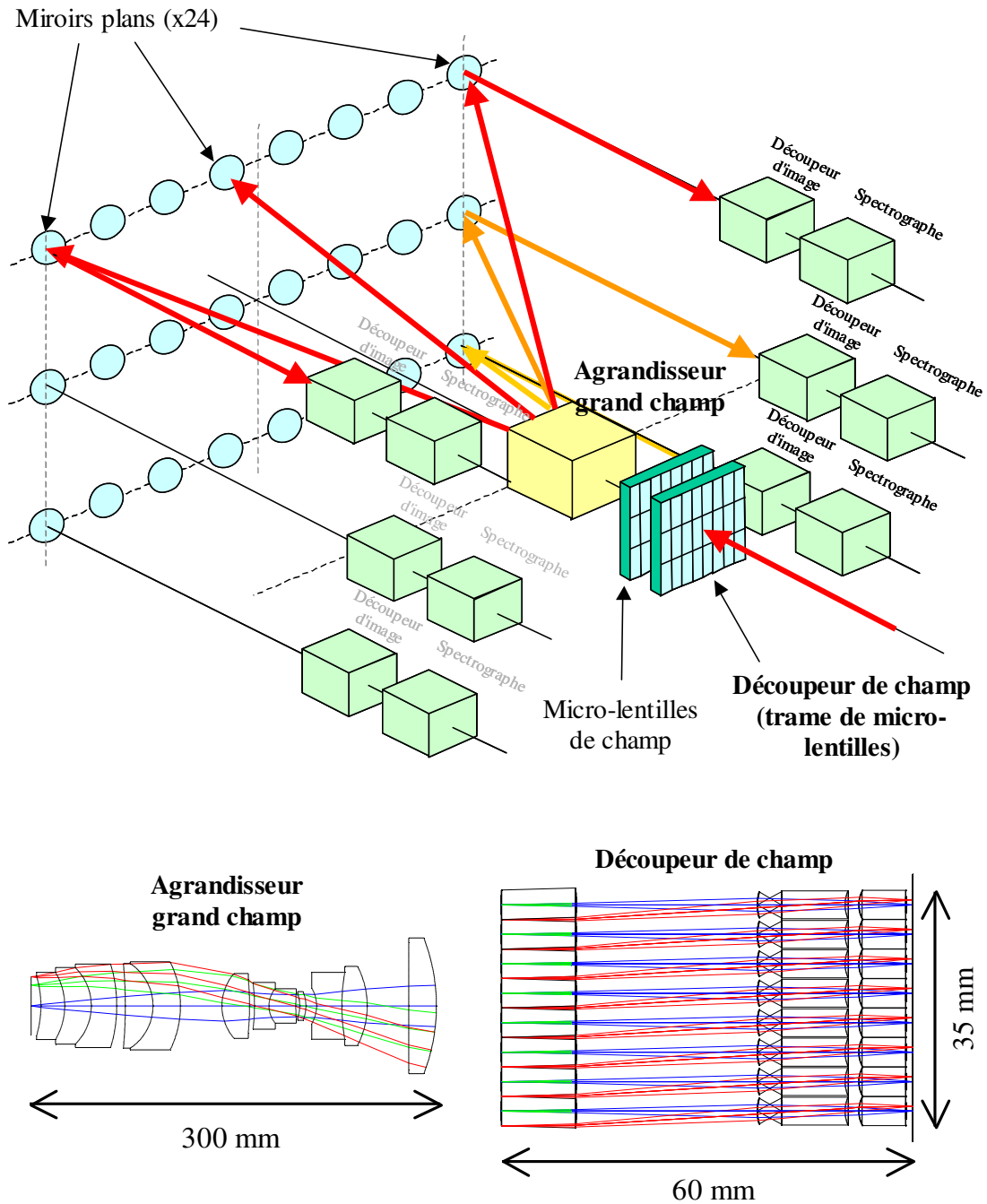


Figure A4-1: Principe d'un découpeur de champ basé sur des trames de microlentilles et un agrandisseur grand angle (étude de faisabilité de l'instrument MUSE [44]).

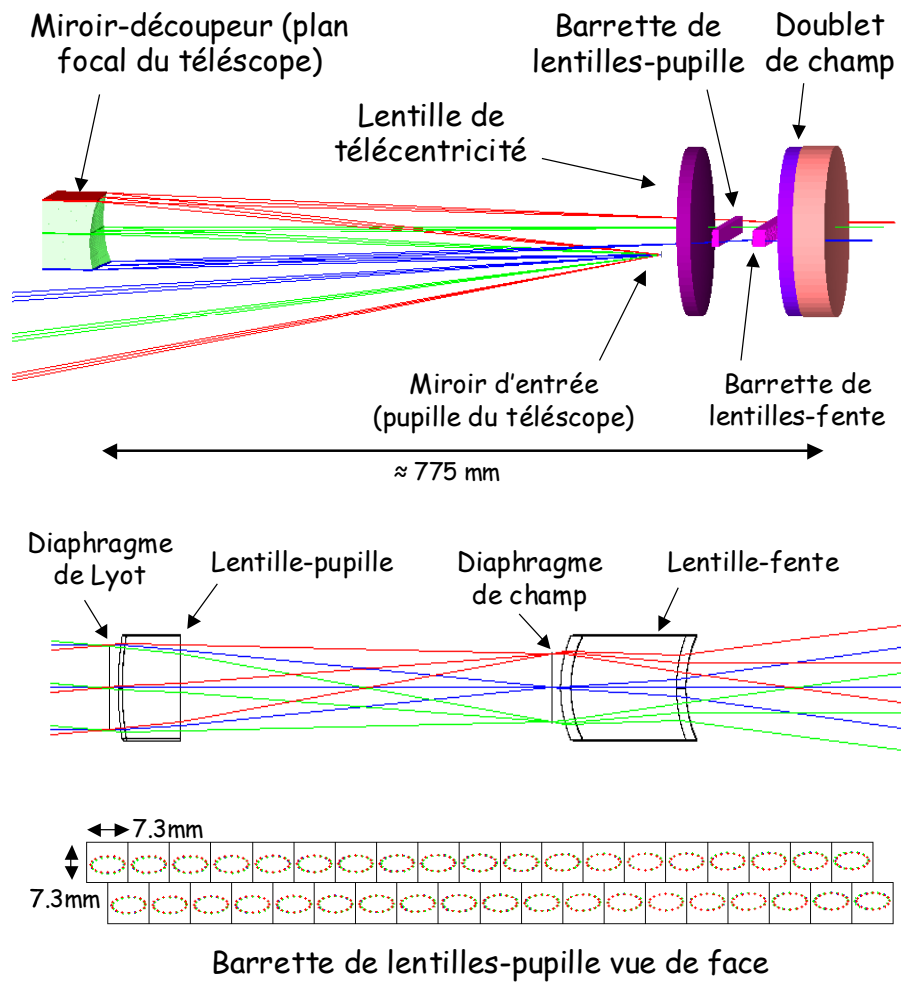


Figure A4-2: IFU catadioptrique composé d'un miroir-découpeur segmenté et de trames de microlentilles [42].

ANNEXE 5. UN DEPHASEUR ACHROMATIQUE A LAMES DISPERSIVES POUR DARWIN (1997)

GENERALITIES

Requirements and proposed solutions

In order to observe a destructive fringe pattern at the spectrometer input, the wavefronts arriving from the five different free flyers must be phase-shifted each other by steps of $2\pi/5$. However these phaseshifts have to be achromatic, i.e. they must not depend on the wavelength on the overall DARWIN [6 μm - 17 μm] spectral range. As the phase φ created by an Optical Path Difference δ is inversely proportional to the wavelength λ , since :

$$\varphi = \frac{2\pi \delta}{\lambda}$$

It follows that the same phase-shift cannot be introduced at two different wavenumbers by means of simple geometrical OPD variations between the arms of the interferometer, so that a dedicated optical device is required. The feasibility of such an achromatic phase-shifter has already been studied by different authors :

1) Shao and Coavita have produced half-wave differences using the polarizing properties of totally reflecting surfaces in the two linear polarization directions. This method implies that the entrance beams are polarized.

2) Hariharan and Ciddor (CSIRO division of Applied Physics, Australia) have proposed a combination of parallel polarizing plates placed between two linear polarizers. However the feasibility of this technique was only demonstrated within the visible range and difficulties are expected in the infra-red region where birefringent materials are rare and poorly known.

3) Angel, Burge, and Woolf (Steward Observatory, Tucson, USA), have suggested to use pairs (or triplets) of dielectric materials in order to achieve the achromatic OPD. They arrived to the conclusion that the full spectral domain had to be subdivided into four or five spectral bands each including a separate set of compensating plates.

The most effective technique probably is the third one, because it uses simple passive optical components, on one hand, and it minimizes the development risks, on the other hand. Note that other possibilities, such as modulation of the geometrical phase or the use of diffractive optics, have not been deeply investigated.

Principle of compensating plates

Let us consider a pair of telescopes, and assume that two series of infra-red plates can be set between the telescopes and the beam combiner. After passing through the plates, the phases of the wavefronts will be :

$$\varphi_1 = \frac{2\pi \delta_1}{\lambda} + \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{i=1}^{n_1} (n_{1,i} - 1) e_{1,i} \quad (1)$$

$$\varphi_2 = \frac{2\pi \delta_2}{\lambda} + \frac{2\pi}{\lambda} \sum_{i=1}^{n_2} (n_{2,i} - 1) e_{2,i} \quad (2)$$

where δ_1 and δ_2 are the geometrical OPD shifts corresponding to the telescopes n° 1 and 2 respectively, and the first set of IR plates (associated to the first telescope) is constituted by n_1 plates which refractive indices are noted $n_{1,i}$ and thicknesses are $e_{1,i}$. Likewise, the second interferometer arm is equipped with n_2 plates with refractive indices $n_{2,i}$ and thicknesses $e_{2,i}$. $n_{1,i}$ and $n_{2,i}$ are assumed to vary as a function of wavelength as follows :

$$n_{1,i} = n_{10,i} + \nu_{1,i} (\lambda - \lambda_0) + dn_{1,i}(\lambda) \quad (3)$$

$$n_{2,i} = n_{20,i} + \nu_{2,i} (\lambda - \lambda_0) + dn_{2,i}(\lambda) \quad (4)$$

where λ_0 is a reference wavelength laying within the useful spectral range, and $dn_{1,i}(\lambda)$ and $dn_{2,i}(\lambda)$ are representing second-order or higher-order variations of the refractive indices with respect to the wavelength. The basic requirement for the nulling interferometer is not applicable to the absolute phases φ_1 or φ_2 but to their difference $\varphi_2 - \varphi_1$. The nulling condition between both telescopes will be :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \varphi_0 \quad (5)$$

with $\varphi_0 = \pm 2\pi/5$ (or $\pm 4\pi/5$). It is assumed that, from the zero-OPD position, the φ_0 geometrical phase is introduced between both interferometer arms at the reference wavelength λ_0 . This is realized for example through an accurate adjustment of the OPD δ_2 of the second telescope :

$$\delta_2 = \delta_1 + \lambda_0 \frac{\varphi_0}{2\pi} + \left\{ \sum_{i=1}^{n_1} (n_{10,i} - 1) e_{1,i} - \sum_{i=1}^{n_2} (n_{20,i} - 1) e_{2,i} \right\} \quad (6)$$

Then, combining the relations (1) to (6) leads to an expression of the phase difference $\varphi_2 - \varphi_1$ at any other wavelength λ :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \left\{ \sum_{i=1}^{n_2} \nu_{2,i} e_{2,i} - \sum_{i=1}^{n_1} \nu_{1,i} e_{1,i} \right\} + \frac{\lambda_0}{\lambda} \left\{ \varphi_0 - 2\pi \sum_{i=1}^{n_2} \nu_{2,i} e_{2,i} + 2\pi \sum_{i=1}^{n_1} \nu_{1,i} e_{1,i} \right\} + d\varphi(\lambda) \quad (7)$$

where the residual term $d\varphi(\lambda)$ includes second-order or higher-order variations of the phase-shift as a function of the wavelength λ :

$$d\varphi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \sum_{i=1}^{n_2} e_{2,i} dn_{2,i}(\lambda) + \sum_{i=1}^{n_1} e_{1,i} dn_{1,i}(\lambda) \right\} \quad (8)$$

One can see that, in order to have a phase equal to φ_0 , and to cancel the $1/\lambda$ wavelength dependance in relation (7), the IR glass plates have to fulfill the following condition :

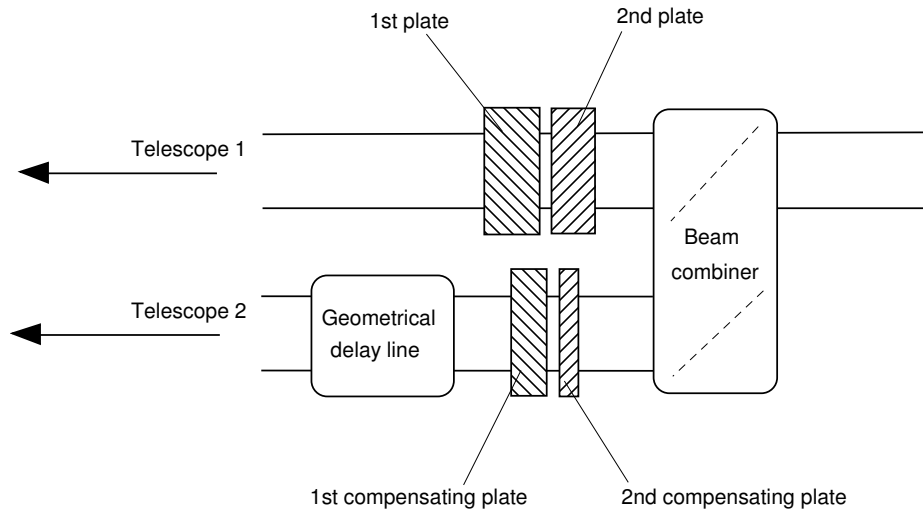
$$\sum_{i=1}^{n_2} \nu_{2,i} e_{2,i} - \sum_{i=1}^{n_1} \nu_{1,i} e_{1,i} = \frac{\varphi_0}{2\pi} \quad (9)$$

and the phase residuals must be minimized so that : $d\varphi(\lambda) < \frac{2\pi}{2000}$

which corresponds to the achromaticity requirement.

Phase-shifter optical lay-out

According to the previous principles, the optical lay-out of the phase-shifter might be rather simple : two or more infra-red plates are set along the first optical arm of the interferometer, while an optical delay line (in charge of generating the φ_0 geometrical phase-shift at the reference wavelength λ_0), and two or more compensating plates are disposed along the second arm of the interferometer. These devices can be located just before the beam combiner, as illustrated in the figure below.

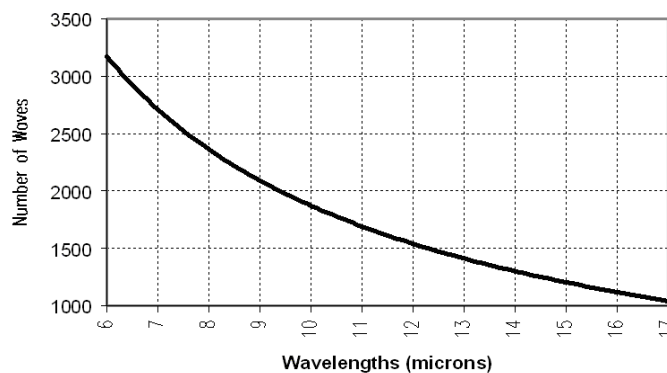


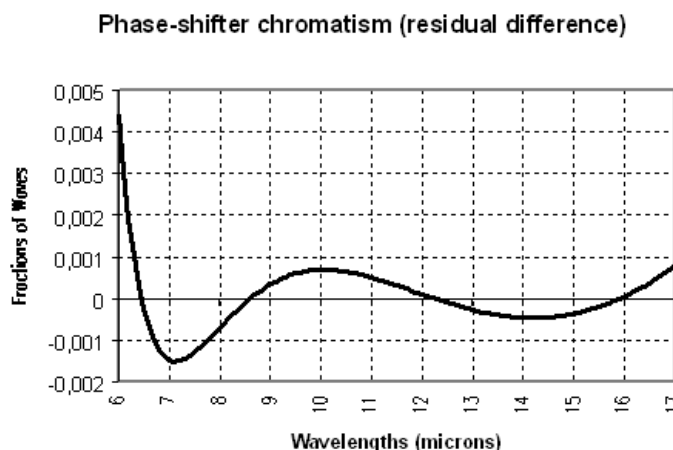
One of the main advantages of this phase-shifter device is that the geometrical delay and the parameters of the IR plates might easily be modified in order to generate different values of the nominal phase-shift φ_0 , if it is required.

APPLICATION TO DARWIN

We have chosen a four plates arrangement, disposed by pairs on both interferometer arms. The two selected materials are ZnSe and KCl, which are well-known at Aérospatiale, and allow to take benefit of the IASI experience. The thicknesses of the four plates are optimized in order to fulfill the basic achromaticity requirement (9), and to minimize the residual chromatism (10). In this first run we considered the whole DARWIN spectral domain (i.e. one set of compensating plates per telescope and no spectral subdivision) to evaluate the potential of the method. Calculations show that for ZnSe and KBr plates thickness around 10 mm, the phase difference can be better than $2\pi/1000$ RMS over the full $[6 \mu\text{m} - 17 \mu\text{m}]$ spectral range. In fact the attained achromaticity is 1/169 waves Peak-to-Valley and 1/1240 waves RMS, to be compared with the 1/2000 requirement. The two figures below show the absolute phase-shifts on the first interferometer arm, on one hand, and the residual difference (modulo $2\pi/5$) between both arms, which is subject to the requirement, on the other hand.

Phase shifter chromatism (absolute)





The results of this preliminary dimensioning are very promising since there are two ways of improving the performance, that will be evaluated during the Phase A :

1) Further chromatism reduction will be realized through the use of additional IR plates (5 plates or more), and of some of the six other materials mentioned in the previous paragraph and associated with ZnSe and KCl. We expect that the final performance is attained after this optimization.

2) If it is not sufficient, however, another solution consists in dividing the DARWIN spectral range into several independant channels with narrower spectral widths, and to recombine then once the phase-shifts are applied to the individual beams, as proposed by Angel, Burge, and Woolf.

Those improvement possibilities associated with such favourable preliminary results make us absolutely confident on attaining the final performance. Achromatic phase-shifts of $-2\pi/5$ or $\pm 4\pi/5$ between the other telescopes shall be realized in the same way.

Phase-shifter development

The next step is now to perform a sensitivity analysis of the achromaticity performance with respect to the manufacturing accuracy of the infra-red plate materials (thickness), that is known to be difficult for example for KBr and KCl.

CONCLUSION

This study has shown the feasibility of an acromatic phase-shifter with the required performance, to be integrated within the DARWIN nulling interferometer. Furthermore, the concept of using compensating plates of passive infra-red materials associated with a geometrical delay line allows to generate any phase-shift value.

ANNEXE 6. DESIGN PRELIMINAIRE DU BANC DE NULLING MAI2 (2000)

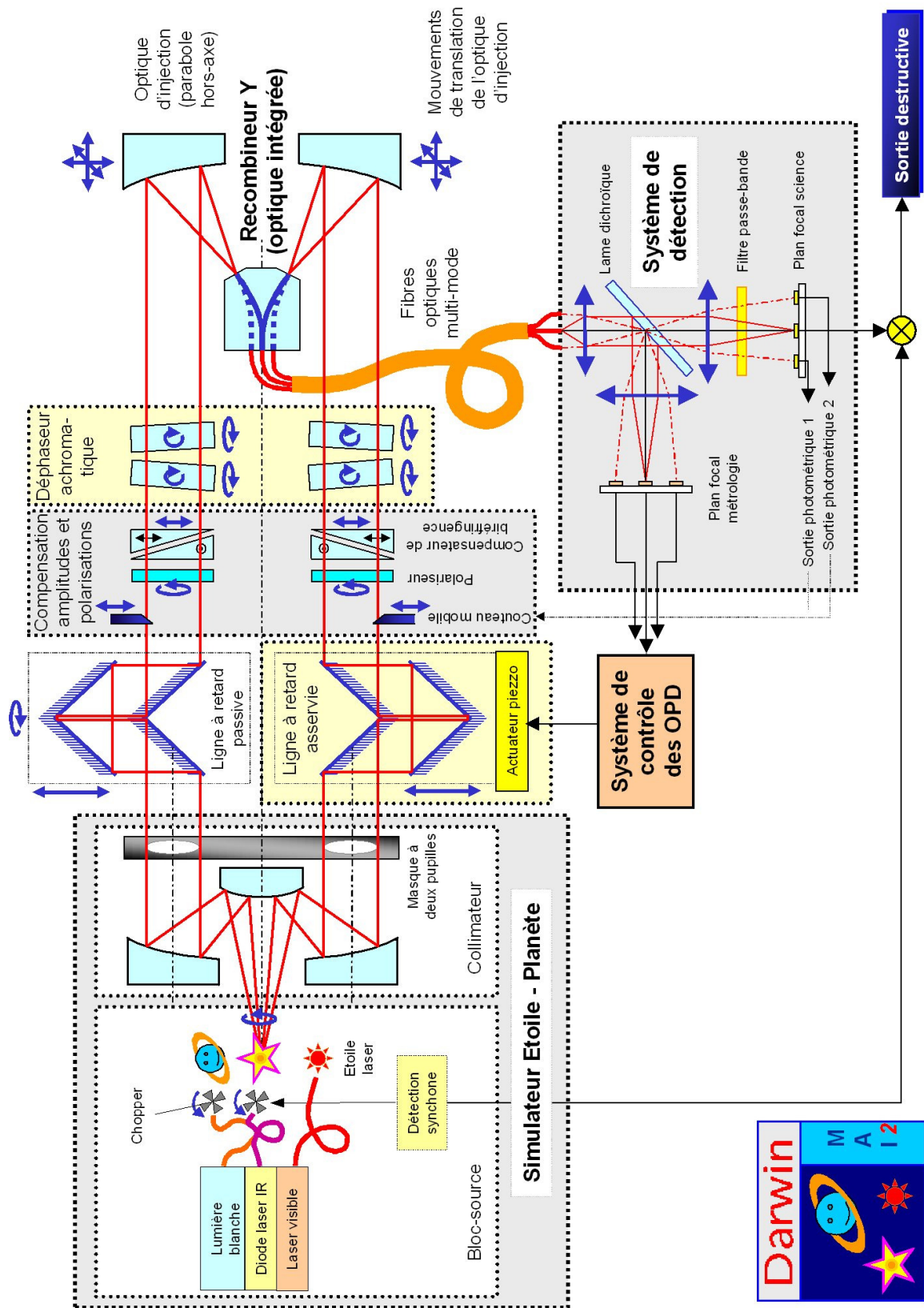


Figure A6: Schéma de principe du banc de test MAI2.

ANNEXE 7. SCHEMAS OPTIQUES DE L'INTERFEROMETRE PERSEE

PERSEE (Pégase Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction) est la maquette fonctionnelle de l'interféromètre Pégase [49], lui-même précurseur des missions spatiales Darwin/TPF-I en quête de planètes extrasolaires de type Terre orbitant dans la zone habitable de leur étoile [47-48]. Constitué de deux télescopes et d'un recombineur central volant en formation, les missions principales de Pégase sont de caractériser la lumière zodiacale des systèmes extrasolaires observés et de détecter leurs exo-planètes de type Jupiter. PERSEE est un démonstrateur de performance en laboratoire, dont le but est d'atteindre un taux de réjection meilleur que 10^{-4} et stabilisé à 10^{-5} dans les bandes spectrales K et M (proche infrarouge) pendant plusieurs heures et en présence de perturbation en différence de marche (OPD) et en tip-tilt représentatives du vol en formation. L'analyse système a montré que de telles spécifications imposent une stabilisation de l'OPD à 2 nm et du tip-tilt à 10 millisecondes d'arc, réalisée au moyen de dispositifs de compensation actifs sur le banc optique, dont le schéma de principe global est illustré sur la Figure A7-1 [87].

Plusieurs réflexions sur la poursuite du projet PERSEE après 2010 sont actuellement en cours. Parmi différentes possibilités, on peut citer l'utilisation du banc de test pour l'étude des perturbations de l'instrument FKSI de la NASA [88], la mise en oeuvre d'un mode "imagerie à frange noire", le remplacement de certains sous-systèmes par des composants en optique intégrée [58] [89], ou l'évolution du design de l'interféromètre actuel. Cette dernière option est résumée sur la Figure A7-2 et consiste essentiellement à simplifier les deux sous-systèmes les plus critiques d'un interféromètre à frange noire, à savoir son déphaseur achromatique (APS) et son optique de recombinaison:

- 1) Le déphaseur achromatique actuel est basé sur un système de périscopes parfaitement symétriques [54]. Bien qu'il soit par nature achromatique, ce dispositif présente quelques inconvénients connus: difficultés d'alignement, fortes exigences de stabilité, réduction du champ de vue utile par perte de cohérence spatiale [64], et limitation des possibilités de déphasage achromatique à la seule et unique valeur π . Il pourrait être remplacé par un système de lames dispersives prismatiques plus facile à aligner, insensible aux pertes de cohérence, et permettant de réaliser une gamme continue de déphasages achromatiques (voir section 3.3.1).
- 2) Le choix de l'optique de recombinaison est également crucial pour un interféromètre à frange noire. Le concept le plus populaire est aujourd'hui celui de l'interféromètre de Mach-Zehnder modifié (MMZ), dont les bras doivent respecter des conditions de symétrie très strictes [54]. Ce schéma pourrait toutefois être simplifié en un montage de type "demi-Mach-Zehnder" [90] composé d'un moindre nombre de composants optiques¹ et plus efficace radiométriquement sur les voies des senseurs d'OPD et de tip-tilt.

D'autres aménagements sont également possibles, comme par exemple la modification du simulateur d'étoile actuel afin de n'utiliser qu'une seule et même source lumineuse sur les voies de science et de métrologie, ou l'ajout d'une planète et d'un fonds zodiacal. On peut également envisager de remplacer les compresseurs de faisceau par des télescopes de Mersenne d'alignement réputé plus facile.

¹ Le MMZ actuel est composé de quatre lames semi-réfléchissantes et de deux miroirs plans qu'il faut rendre très précisément parallèles (± 10 secondes d'arc). Le montage proposé sur la Figure A7-2 ne nécessite d'aligner que deux lames semi-réfléchissantes et aucun miroir.

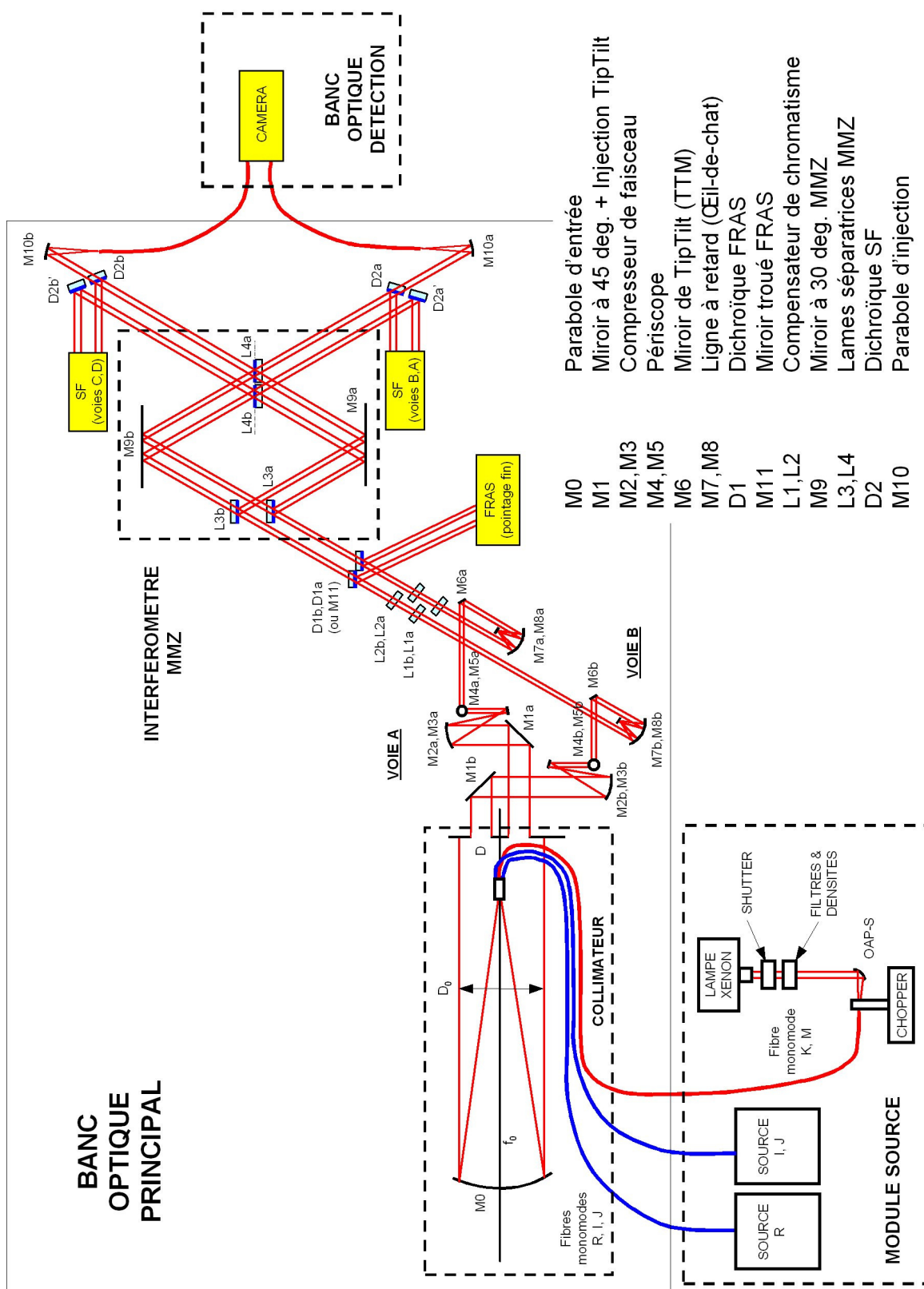


Figure A7-1: Schéma optique de PERSEE, maquette de l'instrument Pégase et précurseur de Darwin.

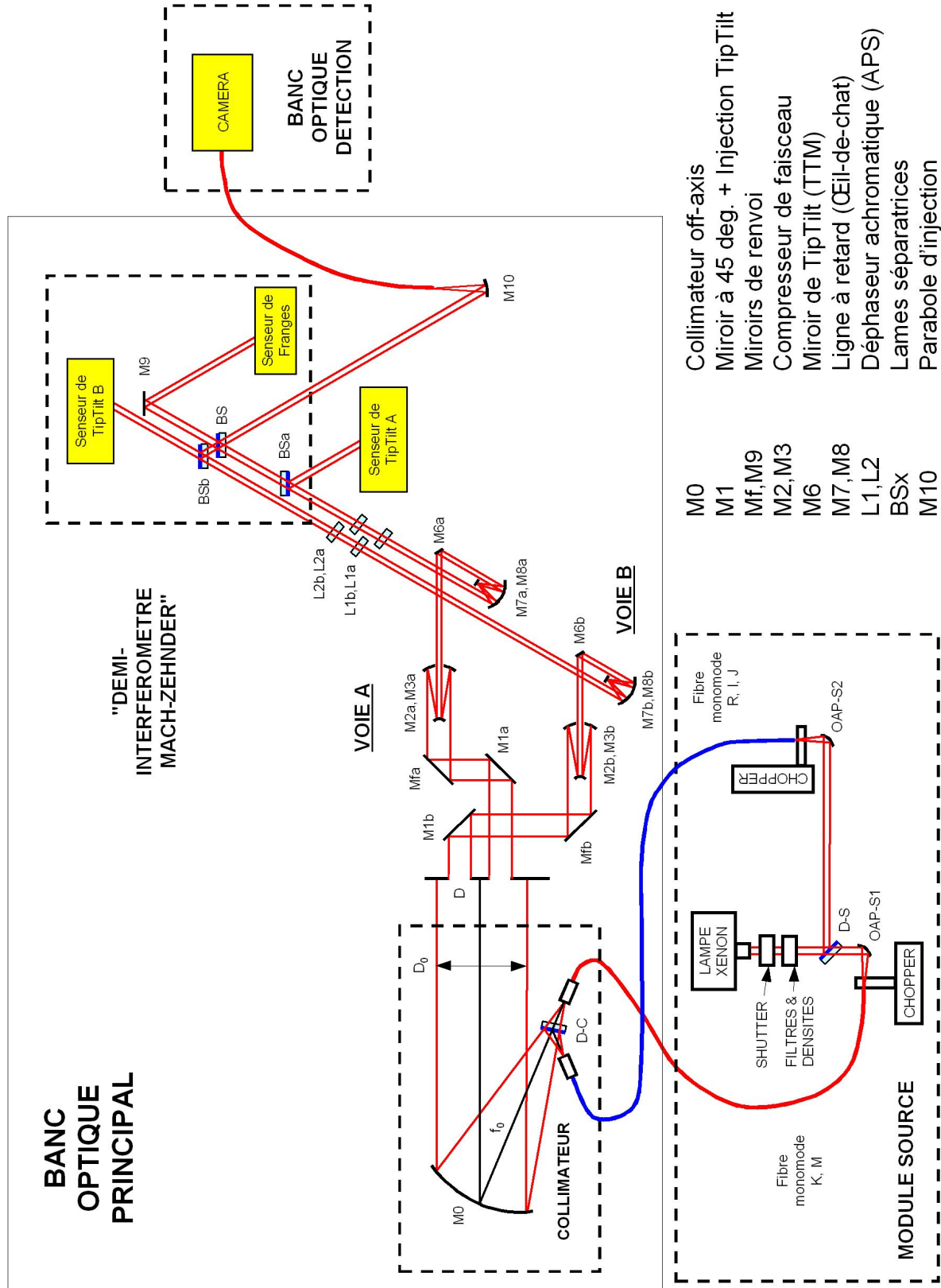


Figure A7-2: Schéma optique alternatif pour PERSEE.

ANNEXE 8. A LA RECHERCHE DE NOUVELLES RELATIONS OBJET-IMAGE (2010)

Cette annexe constitue sans doute la partie la plus rébarbative du mémoire, et le lecteur fatigué devrait peut-être envisager d'en différer la lecture... Elle traite d'un travail récent [90], dont le but original était de généraliser les méthodes de calcul des cartes d'extinction d'un interféromètre à frange noire au cas où les différentes voies sont recombinaisonnées entre elles de manière multi-axiale. Cela devait être au départ un simple complément aux références [64-65] dont le contenu a été résumé dans le paragraphe 3.3.2 de ce mémoire, et le travail serait terminé lorsque des relations similaires aux équations (3-4) et (3-6) auraient été définies. Mais il apparut en cours de route que ce formalisme développé pour les seuls interféromètres à frange noire fibrés était également applicable à d'autres domaines de la haute résolution angulaire, et en particulier à l'imagerie directe d'objets non résolus par des télescopes de diamètre modéré. Entrèrent alors en piste un interféromètre à frange noire dépourvu de systèmes de filtrage spatial ou modal, un télescope au pouvoir de super-résolution magique, et la fameuse "règle d'or de l'interférométrie"... Tentons maintenant de présenter l'ensemble de la troupe, mais pas forcément dans cet ordre.

NOTA Par rapport à celui de la référence [90], le formalisme présenté ici possède l'avantage de s'exprimer entièrement dans l'espace objet des coordonnées angulaires sur le ciel. Il sera l'objet d'une communication lors du prochain congrès SPIE "Astronomical Instrumentation" [91].

Présentation foudroyante des relations théoriques

Etendre le formalisme de la recombinaison co-axiale au cas le plus général nécessite d'abord de modifier légèrement la Figure 3-12 du texte principal comme indiqué sur la Figure A8-1 ci-dessous: les ouvertures d'entrée et de sortie du système optique y sont respectivement centrées sur les points P_n et P'_n localisés dans les plans pupille (P) et (P'), avec $1 \leq n \leq N$ où N est le nombre total de voies de l'interféromètre. On suppose de plus que les sous-pupilles d'entrée et de sortie sont optiquement conjuguées quel que soit n. On réécrit enfin les notations employées dans le paragraphe 3.3.2 comme suit (tous les vecteurs apparaissent en gras):

\mathbf{s}	Vecteur unitaire de cosinus directeurs $\approx (1, u, v)$ dirigé vers un point du ciel et dont l'image ponctuelle se forme en un point M'' situé dans le plan focal. Les coordonnées angulaires u et v sont considérées comme des infiniment petits du premier ordre
\mathbf{s}_0	Vecteur unitaire de cosinus directeurs $\approx (1, u_0, v_0)$ dirigé vers une planète extrasolaire hors axe, supposée ponctuelle
$\Omega, d\Omega$	Angle solide total observé sur le ciel et son élément de différentiation
$G(\mathbf{s})$	Fonction de filtrage du guide d'onde monomode rétro-projetée sur le ciel
$\hat{B}_D(\mathbf{s})$	Répartition d'amplitudes complexes créées au foyer d'une ouverture ou d'un télescope individuel, et rétro-projetée sur le ciel. Pour une pupille circulaire de diamètre D sans obscuration centrale, elle est égale à $\hat{B}_D(\mathbf{s}) = 2J_1(z)/z$, où $z = k D \ \mathbf{s}\ /2$ et J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre du type J
k	Nombre d'onde du rayonnement électromagnétique (supposé monochromatique), égal à $2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde
a_n	Transmission en amplitude sur le $n^{\text{ième}}$ bras de l'interféromètre
ϕ_n	Déphasage introduit sur le $n^{\text{ième}}$ bras de l'interféromètre pour ajuster les chemins optiques, ou créer une frange destructive noire au centre du champ ($\mathbf{s}_0 = \mathbf{0}$)
m	Facteur de compression optique du système, égal à $m = D'/D = F_C/F$ où F et F_C sont les distances focales du télescope d'entrée et de son optique de relais vers le plan image (voir les Figures A8-2 et A8-3). D' est le diamètre de la pupille de sortie du système, et on suppose que les valeurs des paramètres D, F, F_C et D' sont identiques sur toutes les voies de l'interféromètre

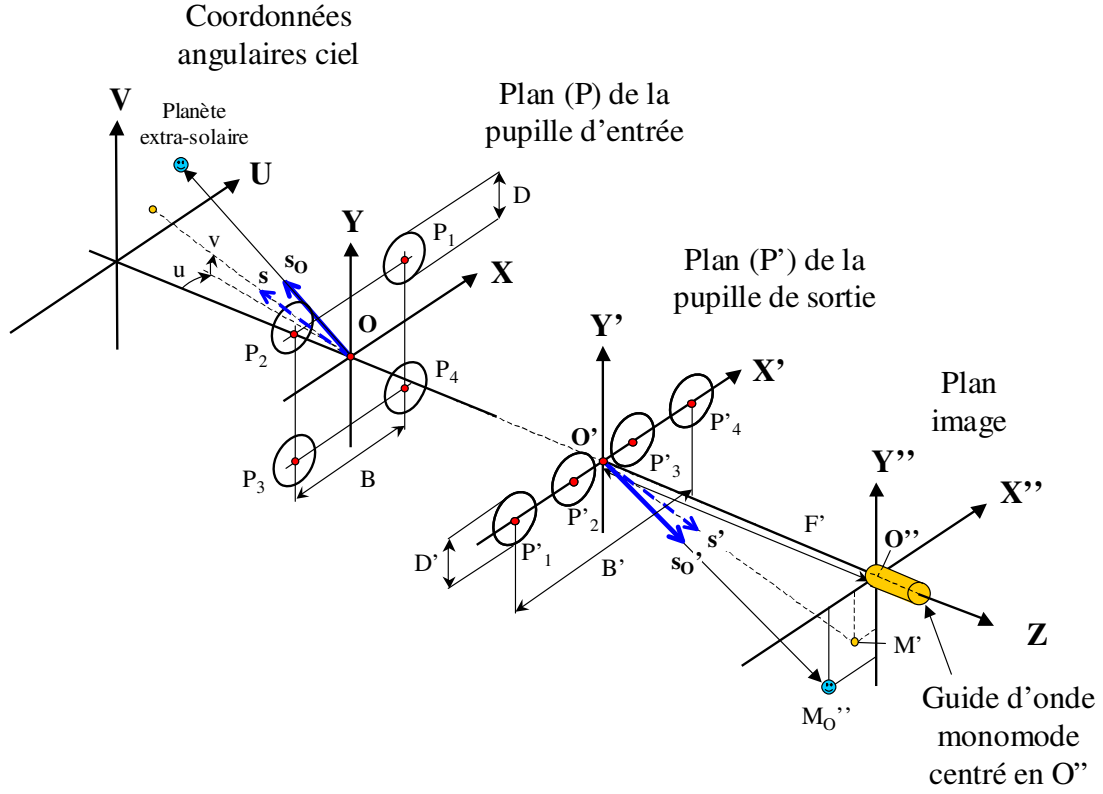


Figure A8-1: Modification des systèmes de coordonnées de la Figure 3-12.

On montre alors que dans le cas d'un objet ponctuel, l'intégrale de recouvrement $\rho(s)$ entre les répartitions d'amplitude complexe et le mode de guidage fondamental $G(s)$ d'un guide d'onde centré sur l'axe optique ainsi que représenté sur la Figure A8-1 se présente sous la forme générale suivante [90]:

$$\rho(s_0) = \iint_{s \in \Omega} G^*(s) \hat{B}_D(s - s_0) \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik(s_0 \mathbf{OP}_n - s \mathbf{O}'\mathbf{P}'_n / m)] d\Omega, \quad (1)$$

où $*$ désigne la quantité complexe conjuguée. La carte de transmission énergétique projetée sur le ciel $T(s)$ de l'ensemble du système est finalement égale au module carré de la fonction $\rho(s)$ à un facteur de normalisation près:

$$T(s) = |\rho(s)|^2 / \iint_{\Omega} |G(s)|^2 d\Omega. \quad (2)$$

Il n'est généralement pas possible de réduire les deux relations précédentes à des expressions analytiques plus simples, à l'exception des trois cas particuliers discutés ci-après.

Super-télescope à frange noire

Le schéma de principe d'un "super-télescope à frange noire" est présenté sur la Figure A8-2: le but initial de ce concept proposé dans une "Optics Letters" du 1^{er} avril 2009 [92] était d'adapter les techniques développées depuis quelques années dans le cadre de l'interférométrie à frange noire au cas d'un télescope monolithique, en l'équipant d'un coronographe interférentiel d'un nouveau genre. Outre les possibles avancées scientifiques sur les thèmes des disques exo-zodiacaux et des planètes

extrasolaires joviennes, l'intérêt majeur était de tester in situ certaines des technologies les plus exigeantes des futures missions spatiales Darwin et TPF-I, telles leurs optiques de recombinaison ou leur système de déphasage achromatique. De plus, l'insertion d'un rotateur de champ entre les optiques de transfert et le recombineur à ouvertures multiples de la Figure A8-2 permettait de simuler la rotation du champ de franges d'un interféromètre sur le ciel, et donc de valider la plupart des algorithmes de réduction de données envisagés pour reconstruire les "pseudo-images" des systèmes extrasolaires à partir des mesures effectuées par Darwin et TPF-I. On disposerait alors d'un observatoire spatial opérationnel permettant de qualifier les technologies les plus critiques pour la caractérisation de systèmes extrasolaires, à l'exception notable du vol en formation.

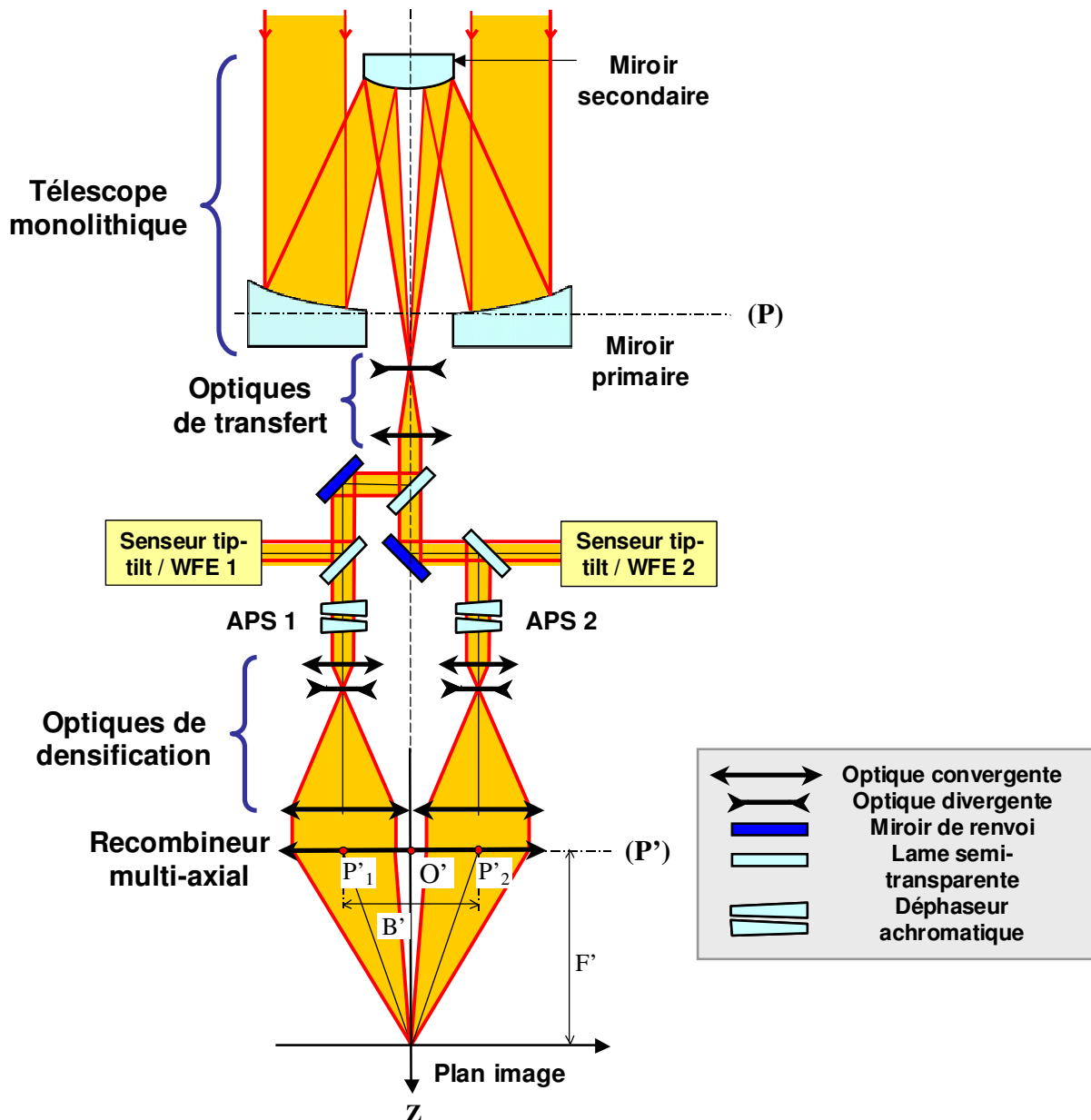


Figure A8-2: Schéma de principe du "super-télescope à frange noire".

Le recombineur du super-télescope à frange noire est représenté sur la moitié inférieure de la Figure A8-2. Le faisceau optiquement compressé en provenance du télescope collecteur y est séparé spatialement en N voies distinctes (avec N=2 dans le cas représenté ici) par un jeu de lames semi-

transparentes. Les voies sont ensuite déphasées entre elles au moyen de N couples de lames dispersives achromatiques, puis densifiées jusqu'à devenir jointives comme sur un hyper-télescope (cf. Figure 5-2), et enfin recombinaées de manière multi-axiale sur un guide d'onde monomode placé au centre O'' du plan image. Remarquons qu'au prix de certains efforts d'ingénierie l'ensemble des composants opto-mécaniques situés en aval des optiques de transfert pourrait être logé dans un volume assez modeste (de l'ordre d'un décimètre cube), permettant d'assurer un bon contrôle des conditions de stabilité mécanique et thermique extrêmes requises pour ce type d'instrument. Du point de vue théorique, l'expression de l'intégrale de recouvrement projetée sur le ciel par notre super-télescope s'obtient en reportant l'égalité vectorielle $\mathbf{P}_n = \mathbf{0}$ dans la relation (1), ce qui permet de l'exprimer comme le produit de corrélation suivant:

$$\rho(\mathbf{s}) = \hat{B}_D(\mathbf{s}) \otimes \left\{ G^*(\mathbf{s}) \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[-i\mathbf{k}\mathbf{s}\mathbf{O}'\mathbf{P}'_n/m] \right\}, \quad (3)$$

où le symbole \otimes désigne le produit de corrélation. Bien que sa démonstration rigoureuse restât à paraître, cette relation théorique a été initialement présentée dans la référence [92]¹, accompagnée de simulations numériques montrant que les valeurs maximales des cartes de transmission $T(\mathbf{s})$ du système restaient assez faibles: à peine 4 % dans le cas d'un recombineur à deux ouvertures de sortie, et nettement inférieures lorsque $N > 2$. Le super-télescope à frange noire ne tenait donc pas ses promesses... Mais que donnerait-il dans un pur mode d'imagerie ? Les calculs précédents laissaient en effet présager qu'en retirant les déphaseurs achromatiques la concentration d'énergie sur le coeur du guide d'onde monomode serait très élevée, bien plus que celle produite par un télescope monolithique classique de diamètre équivalent. La super-résolution était-elle donc possible ? Le Graal se trouvait-il à portée de main ? L'étude ne pouvait plus être confinée aux seuls interféromètres fibrés.

En reprenant le formalisme du paragraphe précédent, la référence [90] établit finalement que la relation objet-image théorique du super-télescope n'est pas exactement similaire à celle de l'optique de Fourier (voir le paragraphe suivant), car l'image $I(\mathbf{s})$ d'un objet étendu décrit par la distribution angulaire de luminance $O(\mathbf{s})$, formée par le système optique et rétro-projetée sur le ciel, s'écrit en effet:

$$I(\mathbf{s}) = \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[-i\mathbf{k}\mathbf{s}\mathbf{O}'\mathbf{P}'_n/m] \right|^2 \times [\text{PSF}_T(\mathbf{s}) * O(\mathbf{s})], \quad (4)$$

où $*$ désigne le produit de convolution et $\text{PSF}_T(\mathbf{s}) = |\hat{B}_D(\mathbf{s})|^2$ est la réponse impulsionnelle d'une des sous-pupilles de sortie projetée sur le ciel. Or la relation (4) fixe précisément la limite des capacités d'imagerie directe du super-télescope, en dépit de ses deux propriétés remarquables:

- 1) Il dépasse la limite de Rayleigh en résolution angulaire, parce que l'image d'un point se révèle effectivement nettement plus fine que celle formée par un télescope classique de même diamètre.
- 2) Il viole de plus la loi des sinus d'Abbe chère aux ingénieurs opticiens, car l'ouverture de sortie du système a été sensiblement augmentée sans que la taille de l'image ne diminue en conséquence de manière inversement proportionnelle.

Mais le super-télescope ne bénéficie en fin de compte d'aucun pouvoir super-résolvant, car les fréquences spatiales de l'objet observé ont été brouillées par son lobe d'antenne² avant que ce dernier n'ait pu être affiné au moyen de l'optique de combinaison densifiée. Il n'en reste pas moins que ce

¹ Où elle est définie par erreur comme un produit de convolution dans le texte original.

² Pour reprendre le vocabulaire de la radio-interférométrie.

type de système à très forte concentration énergétique pourrait connaître quelques applications instrumentales intéressantes dans l’avenir.

Règle d’or et règle de plomb

La relation théorique (1) nous permet également de retrouver la “règle d’or de l’interférométrie imageante” énoncée par Beckers et Traub dans les années 1980 [93-94], qui stipule que seuls les interféromètres¹ dont la pupille de sortie est rigoureusement homothétique de la pupille d’entrée bénéficient d’un champ de vue étendu (et même illimité en optique de Gauss). Or cette condition est très précisément décrite par l’égalité vectorielle:

$$\mathbf{O}'\mathbf{P}'_n = m \mathbf{OP}_n, \quad (5)$$

qui permet de retrouver la relation objet-image classique de l’optique de Fourier, applicable à tout interféromètre de type Fizeau² et garante de la fameuse règle d’or [95]:

$$I(\mathbf{s}) = \left\{ \text{PSF}_T(\mathbf{s}) \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik\mathbf{sOP}_n] \right|^2 \right\} * O(\mathbf{s}). \quad (6)$$

De manière similaire, le report de l’égalité (5) dans la relation (1) nous permet d’exprimer cette dernière comme un nouveau produit de corrélation, légèrement différent de celui de la relation (3):

$$\rho(\mathbf{s}) = G^*(\mathbf{s}) \otimes \left\{ \hat{\mathbf{B}}_D(\mathbf{s}) \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik\mathbf{sOP}_n] \right\}. \quad (7)$$

De nombreuses simulations numériques basées sur les expressions (7) et (2) allaient cependant réserver une surprise, car les valeurs des cartes de transmission de l’interféromètre de Fizeau à frange noire restaient extrêmement faibles (largement inférieures à 1 %) et impropres à la détection de planètes extrasolaires sur des temps d’intégration inférieurs à plusieurs semaines [90]. Fallait-il pour autant remettre en question la fameuse règle d’or ? Sachant que cette dernière permet d’étendre le champ de vue de l’instrument en y propageant des interférences constructives, ne pouvait-elle également l’éteindre presque totalement sous l’effet d’interférences destructives ? Dans cette hypothèse la “règle d’or de l’interférométrie imageante” se transformerait en règle de plomb de l’interférométrie à frange noire [91]³.

¹ Ou plus généralement les systèmes optiques constitués d’ouvertures multiples.

² Et également à un four ou à une centrale solaire, voir le paragraphe 2.3 du texte principal.

³ Mais tout de même, pourquoi obtenir des résultats aussi différents à partir des trois relations (3), (7) et (8) ? Celles-ci ne font en effet intervenir que les trois mêmes types de fonctions (l’amplitude diffractée par une sous-pupille individuelle, la fonction modale du guide d’onde, et l’amplitude diffractée par le réseau des sous-pupilles réduites à des trous d’épingle), combinées entre elles au moyen d’un opérateur de multiplication et d’un opérateur de corrélation: les seules différences sont l’ordre suivant lequel les deux opérateurs sont appliqués, et l’emplacement des parenthèses... L’explication pourrait être que les deux premières fonctions ont un support borné et relativement étroit, tandis que la troisième s’étend à l’infini. Or la relation (8) est la seule qui autorise des valeurs de transmission élevées lorsqu’on s’éloigne de l’axe optique, alors qu’elles chutent rapidement dans les deux autres cas: seule la recombinaison axiale permettrait ainsi de garantir un champ de vue suffisamment étendu sur un interféromètre fibré.

Interféromètre à recombinaison axiale

Il apparaît pour finir que le formalisme présenté ici s'applique également au cas des interféromètre à recombinaison axiale, dont un schéma de principe est reproduit sur la Figure A8-3. Les faisceaux y sont recombinaison au moyen d'un jeu extrêmement symétrique de lames semi-transparentes et de miroirs assurant que tous les faisceaux auront subi le même nombre de réflexions et de transmissions au passage des surfaces optiques, une condition impérative pour atteindre le "null profond" indispensable à la caractérisation des planètes extrasolaires. On retrouve ici la configuration de type "demi-Mach-Zehnder" de l'annexe précédente, qui pourrait être un jour testée sur le banc PERSEE.

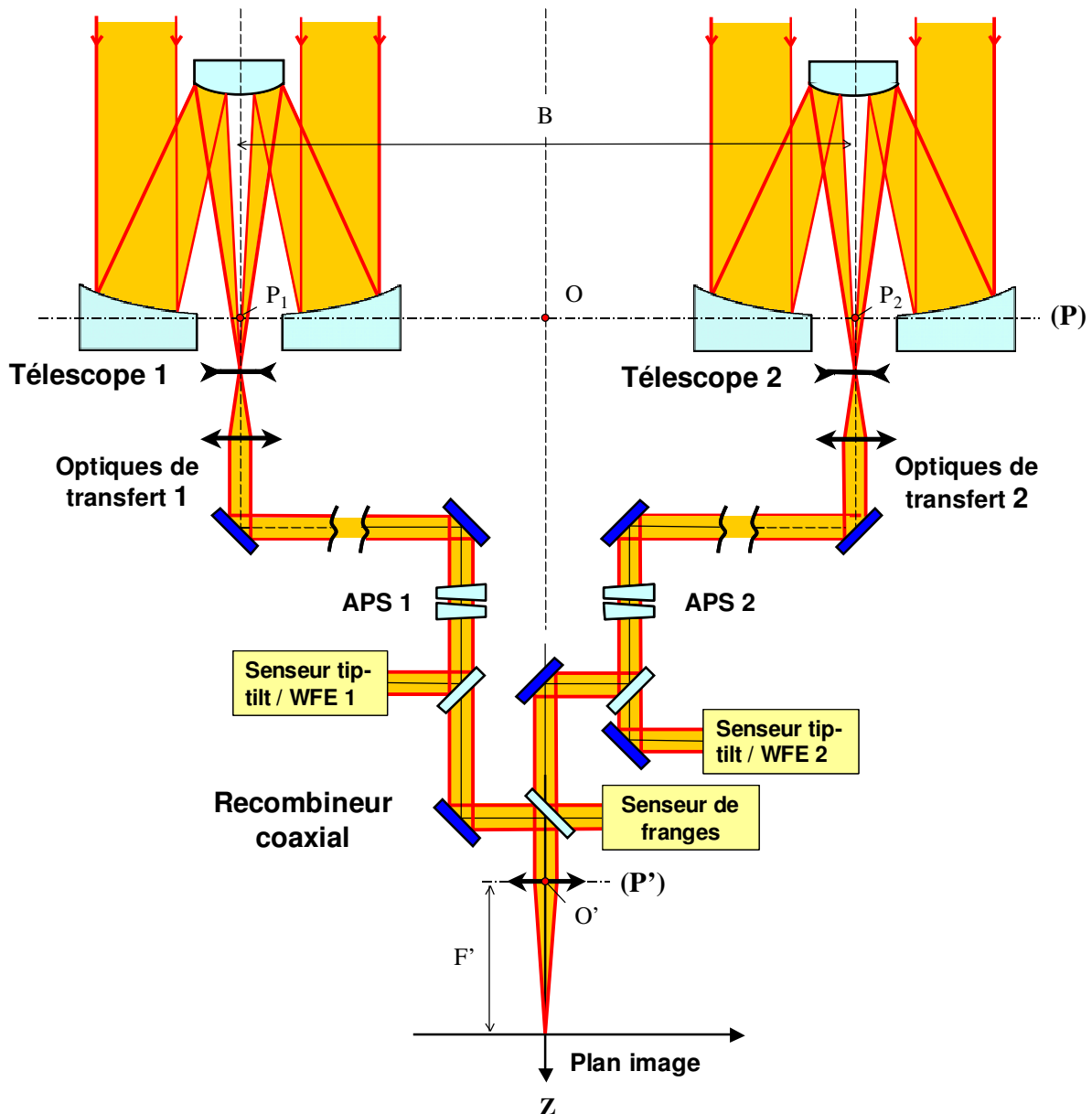


Figure A8-3: Schéma de principe de l'interféromètre coaxial à frange noire.

Du point de vue mathématique, l'expression de l'intégrale de recouvrement projetée sur le ciel par un interféromètre à recombinaison axiale s'obtient en recentrant (et donc en confondant) toutes les sous-pupilles de sortie sur l'axe optique principal, ce qui revient à écrire dans la relation (1) que $\mathbf{P}'_n = \mathbf{0}$ pour tout n . On trouve alors un troisième et dernier produit de corrélation dont l'expression est cohérente avec les équations (3-4) et (3-6) du texte principal:

$$\rho(\mathbf{s}) = \left\{ \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[i\mathbf{k}\mathbf{s}\mathbf{OP}_n] \right\} \times [G^*(\mathbf{s}) \otimes \hat{B}_D(\mathbf{s})]. \quad (8)$$

Associée à la relation (2), cette dernière expression permet de calculer rapidement les cartes de transmission $T(\mathbf{s})$ de l'interféromètre à recombinaison axiale. Les résultats de ces nouvelles simulations numériques ont heureusement confirmé ceux des publications antérieures [64-65] et montrent que les photons émis par une planète extrasolaire hors d'axe sont recueillis avec une bien meilleure efficacité radiométrique¹ que dans le cas d'une recombinaison multi-axiale. L'une des principales conclusions de cette étude était donc de privilégier le mode de recombinaison axiale dans les futurs projets d'interféromètres à frange noire spatiaux.

Il ne reste probablement à ce stade que peu de lecteurs lisant ces lignes, et ceux-la apprécient manifestement les opérateurs mathématiques compliqués... Je leur réserve donc le meilleur pour la fin: il est en effet possible de démontrer que la relation objet-image d'un interféromètre de type Bracewell à recombinaison axiale (tels PERSEE et Pégase) se réduit elle aussi à un produit de convolution [90]:

$$I(\mathbf{s}) = \text{PSF}_T(\mathbf{s}) * \left\{ \left[\sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[i\mathbf{k}\mathbf{s}\mathbf{OP}_n] \right]^2 O(\mathbf{s}) \right\}. \quad (9)$$

Par rapport à celles des instruments d'optique conventionnels ou même du super-télescope, la relation (9) présente une merveilleuse propriété: la distribution de luminance angulaire de l'objet $O(\mathbf{s})$ y est en effet multipliée par un filtre spatial² *avant* qu'elle ne soit dégradée par la réponse impulsionnelle $\text{PSF}_T(\mathbf{s})$ d'un télescope individuel. Pour l'interférométrie à frange noire, cela signifie que l'on peut en principe annuler totalement la lumière en provenance d'une étoile non résolue au centre du champ, y compris celle qui est diffractée par les ouvertures individuelles: il ne resterait donc plus qu'à contrôler la lumière parasite générée par diffusion sur les surfaces optiques pour construire un instrument chasseur de planètes extrasolaires idéal. Le principe est illustré par les simulations numériques de la Figure A8-4 montrant les images d'un objet fictif³ formées par un interféromètre à recombinaison axiale dont on fait varier la ligne de base (notée B sur la Figure A8-3). Pour de faibles valeurs de B (vue d) la frange noire recouvre la plus grande partie du champ de vue, et seule reste observable une image brouillée de l'étoile située dans le coin supérieur droit de la vue a). Lorsque B augmente la zone couverte par la frange noire diminue de manière inversement proportionnelle: on constate alors l'apparition d'un halo lumineux alimenté par les photons en provenance exclusive de l'anneau de gaz central (vue e), car l'étoile la plus brillante reste entièrement masquée. Pour des valeurs de B encore supérieures la frange noire ne recouvre plus totalement l'étendue de l'étoile centrale: les photons émis par celle-ci envahissent progressivement le champ de vue, dont l'image sur la vue f) ressemble de plus en plus distinctement à celle formée par un télescope individuel (vue c): l'interféromètre de Bracewell ne semble donc fonctionner correctement que sur des lignes de base modestes.

¹ Typiquement supérieure à 60 %.

² Correspondant au motif des franges d'interférence qui se formerait dans le plan focal de l'instrument si toutes les sous-pupilles étaient réduites à de simples trous d'épingle.

³ Quoique inspiré de sn1987a.

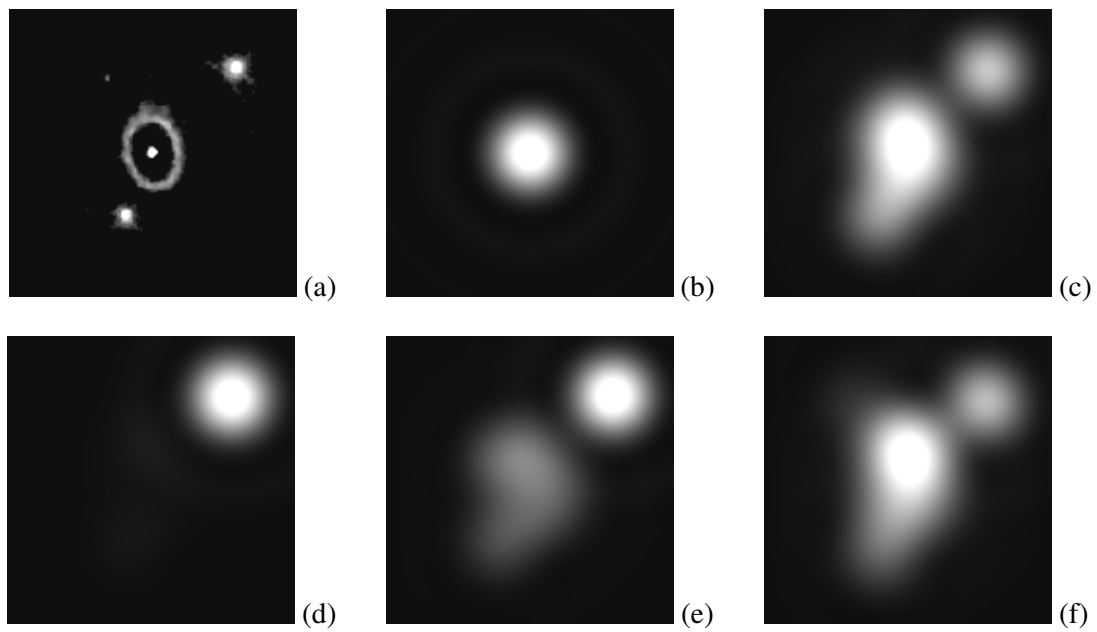


Figure A8-4: Simulation d'images produites par un interféromètre coaxial à frange noire. Vue a): objet céleste fictif. Vue b): Réponse impulsionnelle d'un télescope monolithique de 5 mètres de diamètre à $\lambda = 10 \mu\text{m}$. Vue c): image de l'objet a) observée à travers le télescope précédent. Vues d), e), f): images de l'objet a) observées à travers un interféromètre coaxial à frange noire pour des lignes de base égales à 1, 10 et 20 mètres. Les contours des carrés représentent un champ de vue de 2×2 secondes d'arc.

Dans le but de reposer l'esprit du lecteur, le contenu de cette page est certifié sans produits de corrélation ni de convolution d'aucun type connu.



ANNEXE 9. UN SENSEUR DE FRANGES MULTI-AXIAL EN OPTIQUE INTEGREE POUR LE VLTI (2010)

POPS (Planar Optics Phase Sensor) est un projet de nouveau senseur de franges pour le VLTI, capable de recombiner simultanément entre quatre et six télescopes de différent diamètre¹, ce qui permettra d'exploiter au mieux toutes les capacités de ses recombineurs interférométriques de deuxième génération aux buts astrophysiques particulièrement ambitieux (observation du trou noir central de notre galaxie avec GRAVITY, imagerie à haute résolution angulaire dans le proche et moyen infrarouge avec VSI et MATISSE). Le projet a été mené en coopération avec le Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble et l'Institut d'Astrophysique et de Géophysique de Liège, et peut être considéré comme l'aboutissement de la méthode de cophasage développée sur le banc de test SIRIUS (voir le chapitre 5), d'une part, et des techniques d'extraction de phase décrites dans la section 3.1 et l'annexe 2, d'autre part. Il n'est d'ailleurs pas absurde d'imaginer appliquer un jour à POPS un mode de mesure à décalage de phase tel que décrit dans les références [22] et [86]: sur le VLTI, cela pourrait conduire à une mise en opération plutôt inattendue où l'un des télescopes de 1.8 mètres de diamètre (AT) serait utilisé comme "pistonneur" des grands télescopes de 8 mètres (UT), un emploi pour lequel les AT n'avaient probablement pas été envisagés à l'origine...

Mais revenons à des perspectives plus réalistes: le senseur de franges POPS se présente comme une excellente illustration de ces instruments modernes dont la composante logicielle de traitement des données joue un rôle considérable, à tel point qu'il est devenu définitivement impossible de prédire les performances du système sans prendre en compte l'effet des algorithmes de réduction, et que ce travail doit idéalement être entrepris dès le démarrage de la Phase A. La Figure A9-1 illustre donc l'ensemble du principe de fonctionnement de POPS [93], où les composants purement "matériel" sont représentés dans la moitié supérieure et les principales étapes du traitement algorithmique dans la moitié inférieure. Installé dans le laboratoire focal du VLTI, l'instrument comporte d'abord un jeu de fibres optiques (non représentées sur la Figure A9-1) collectant la lumière en provenance de tous les télescopes et l'injectant dans un composant d'optique intégrée à recombinaison multi-axiale. Cette véritable "puce optique" se présente comme une fine plaquette de verre dans laquelle ont été gravés des guides d'onde monomode (voir la Figure 3-11 dans le texte principal) assurant l'indispensable fonction de filtrage modal des surfaces d'onde. Dans le cas du composant multi-axial envisagé pour POPS, les canaux sont arrangés suivant une disposition linéaire non redondante² à l'entrée d'une zone dite "adiabatique" où les faisceaux se mélangent pour finalement former un interférogramme polychromatique à la sortie du composant d'optique intégrée. L'interférogramme obtenu est alors dispersé spectralement et séparé en trois bandes de longueurs d'onde de largeur variable à la surface d'une matrice de détecteurs. La suite du procédé relève purement du traitement numérique des motifs de franges enregistrés sur le capteur.

Les algorithmes de calcul des erreurs de piston affectant chaque télescope présentent quelques similarités avec ceux du senseur de surface d'onde à décalage de phase de l'annexe 2. Pour chacune des trois longueurs d'onde moyennes sélectionnées, la fonction de transfert optique complexe (OTF) est déduite de l'interférogramme monochromatique par transformation de Fourier inverse rapide³. Le module de l'OTF se présente alors comme une série de pics alignés suivant l'axe X, correspondant chacun à un couple donné de télescopes, et dont les emplacements sont connus a priori. La phase de l'OTF au voisinage de l'un de ces pics est en principe égale à la différence de phase générée par le

¹ C'est-à-dire ici des UTs de 8 m et des ATs de 1.8 m de diamètre.

² Que l'on pourrait résumer ainsi: toutes les distances latérales entre tous les couples possibles de canaux doivent être différentes entre elles.

³ L'essentiel de la charge de calcul requise par les algorithmes repose essentiellement sur ces trois FFT. Il a été vérifié qu'elle est compatible d'une application en temps réel pour un interféromètre terrestre soumis aux perturbations rapides de l'atmosphère.

piston différentiel entre les deux télescopes considérés. La connaissance des différences de phase entre toutes les paires de télescopes permet de mesurer les erreurs de piston individuelles sur l'ensemble des voies de l'interféromètre au moyen de deux types d'algorithmes différents:

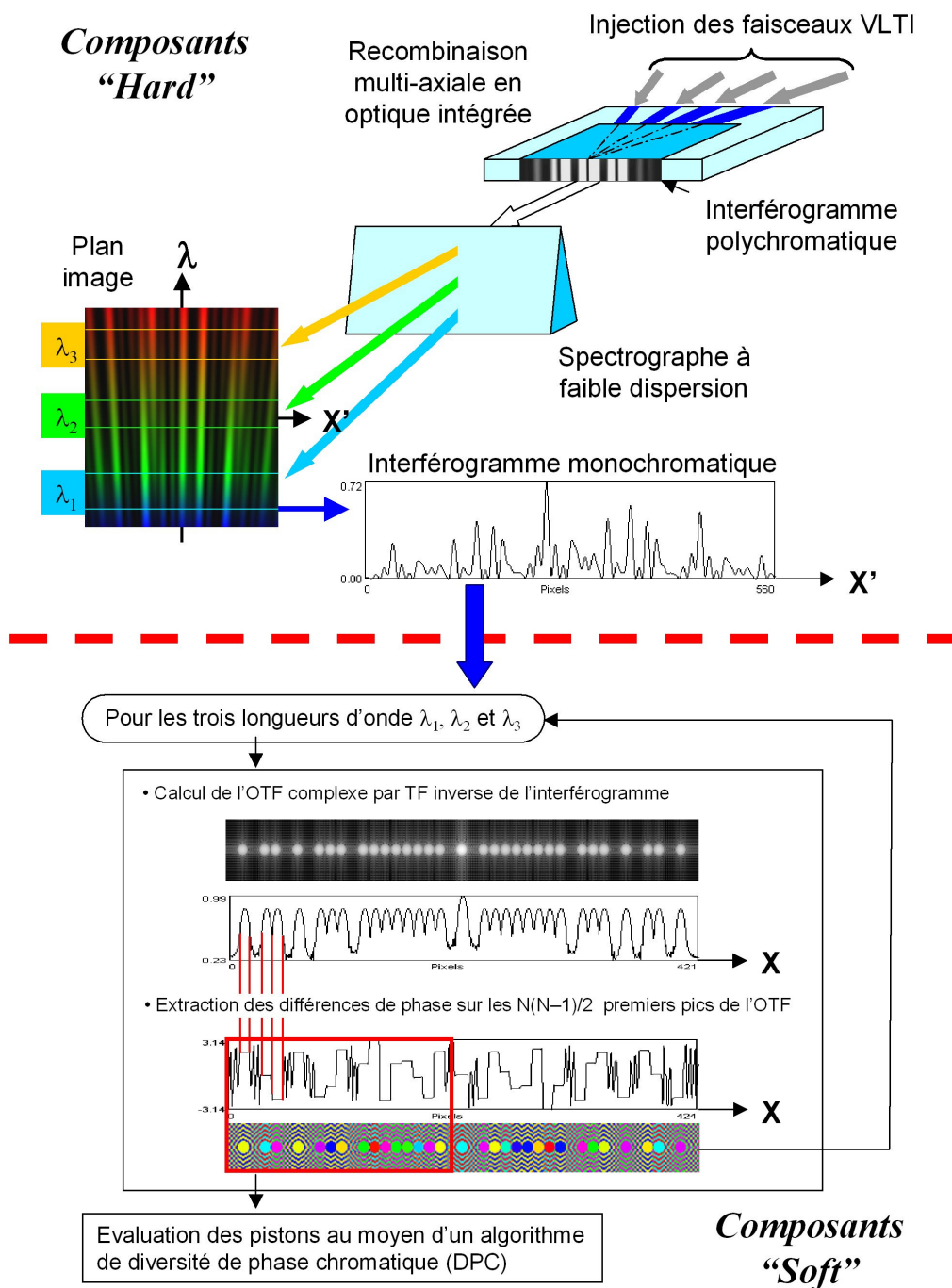


Figure A9-1: Principe général de fonctionnement du senseur de franges POPS (composants matériel et logiciel).

- Dans le cas le plus général, les pistons différentiels peuvent atteindre plusieurs longueurs d'onde¹ et leur mesure sera inévitablement brouillée par la fameuse "ambiguïté de 2π " déjà citée dans l'annexe 2. On se trouve alors dans un mode dit de "cohérence" où l'objectif principal est de ramener les erreurs de piston dans la plage $[-\lambda/2, +\lambda/2]$. Pour y parvenir, il

¹ Voir plusieurs dizaines de longueurs d'onde dans le domaine visible.

nous est apparu que l’algorithme de diversité de phase chromatique développé par Nassima Tarmoul dans le cadre de son travail de thèse à l’OCA et initialement envisagé pour les hyper-télescopes dans le cadre du banc de test SIRIUS [94], s’adapterait aussi efficacement au cas du capteur de franges de 2^{ème} génération du VLTI, ce que les simulations numériques présentées ci-dessous ont confirmé.

- Dans le cas où l’amplitude des pistons différentiels reste comprise dans la plage $[-\lambda/2, +\lambda/2]$, on passe en mode “cophasage”. L’utilisation d’une simple matrice pseudo-inverse permet alors de déduire les erreurs de piston individuelles à partir des différences de phase estimées sur chaque paire de télescopes.

Pour valider les performances attendues de POPS sur le ciel, nous avons développé un modèle numérique permettant d’introduire la plupart des paramètres physiques influant sur l’ensemble du processus. Il est ainsi possible de faire varier la magnitude de l’étoile cible, les pertes de visibilité introduites par son diamètre apparent ou les variations des coefficients d’injection dans les guides d’onde monomode. Les paramètres instrumentaux les plus importants, tels que les longueurs d’onde de référence, les largeurs de bande spectrale, les caractéristiques du composant d’optique intégrée, ou l’échantillonnage des interférogrammes ont été soigneusement optimisés. Enfin le modèle numérique permet d’introduire la plupart des bruits de détection: bruit de photons, courant d’obscurité, bruit de lecture, variations du fonds thermique et arrondis de digitalisation. A partir de cet outil de calcul, les performances du capteur en termes de bruit de mesure et de taux de succès (estimé sur la base de nombreux tirages aléatoires) ont été estimées dans le cas de quatre télescopes de 1.8 m de diamètre observant dans la bande K. Les principaux résultats sont illustrés par la Figure A9-2, où les barres verticales bleues représentent les magnitudes limites des modes cophasage et cohérence, soit respectivement 9 et 7¹. Ces résultats s’avèrent d’ores et déjà compétitifs avec ceux des autres concepts proposés pour le futur capteur de franges du VLTI, et notamment avec celui du populaire ABCD co-axial. Les études devraient donc se poursuivre au cours de la phase d’études à venir, avec l’objectif prioritaire de gagner encore deux magnitudes en mode cohérence, afin de rendre ce dernier indiscernable du mode cophasage et de lever pour toujours l’insupportable ambiguïté de 2π .

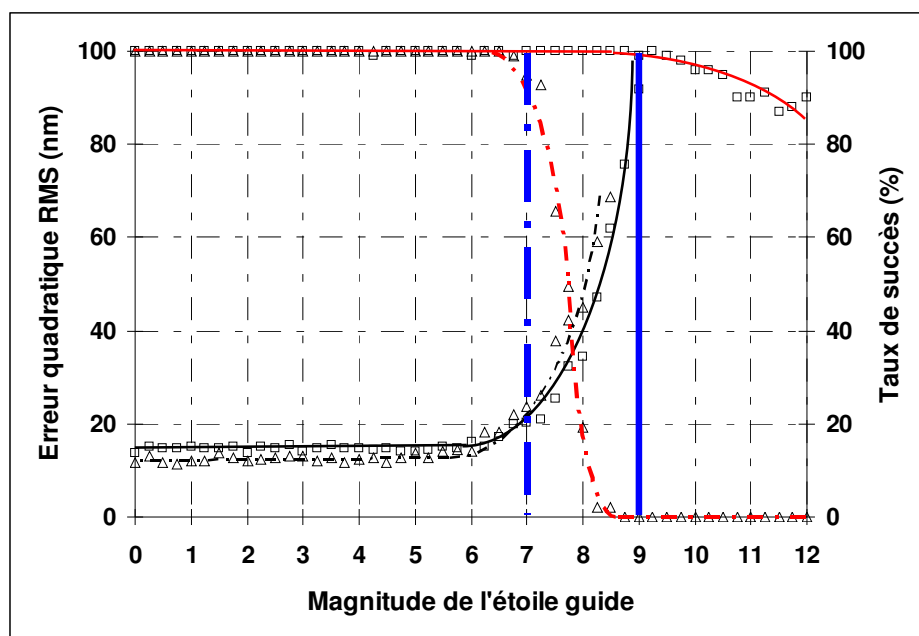


Figure A9-2: Exemples de performances attendues en mode cophasage (traits continus) et cohérence (traits mixtes) en termes de bruits de mesure (nm) et de taux de succès (%).

¹ Valeurs définies à partir des deux critères suivants: bruit de mesure RMS inférieur à 100 nm et taux de succès supérieur à 95%.

ANNEXE 10. ENCADREMENT D'ETUDIANTS

Etudiants en thèse

Florence Laurent, “Etude et modélisation des performances de systèmes découpeurs d’images pour l’astronomie. Application à l’instrumentation du JWST et du VLT,” Thèse de Docteur en Sciences, Université Jean Monnet – Saint Etienne (2006).

Stagiaires de BTS, IUT, écoles d’ingénieurs et Universités

Laura Pelou, “Réglage optique du module source et du collimateur du banc Persée,” Rapport de stage BTS Génie Optique, Lycée Victor Bérard, Morez (mai-juin 2009).

Sébastien Reithinger, “Equilibrage en dispersion chromatique de fibres optiques pour l'intégration dans le module densifieur fibré du banc SIRIUS,” Rapport de stage BTS Génie Optique, Lycée Victor Bérard, Morez (mai-juin 2006).

Loïc Despierres, “Programme de calcul des blocages sur un découpeur d’image,” Rapport de stage ENSPM, réf. OPT-STA-TEC-007/2004 (juillet-octobre 2004).

Johan Kosmalski, “Modèle global de l’instrument MUSE,” Rapport de stage de fin d’études ESO, réf. OPT-STA-TEC-005/2004 (mai-août 2004).

Raphaël Vallon, “Modélisation de la diffraction de l’Image Slicer,” Magistère de Sciences de la Matière ENS Lyon - UCBL I, réf. OPT-STA-TEC-022/2003 (mai-juillet 2003).

Nelly Rongeat, “Etude des performances pour des spectrographes astronomiques,” Rapport de stage IUT Mesures Physiques Annecy, réf. OPT-STA-TEC-013/2003 (avril-juin 2003).

Florence Prost, “Etude expérimentale et modélisation d’un système découpeur d’image pour des spectrographes astronomiques,” Rapport de stage ISTASE (mars-août 2002).

Stéphane Rolland, “Etude et Modélisation des Performances d’un Système Découpeur d’Image,” Rapport de stage de fin d’études ESPEO (avril-août 2002).

Damien Laurent, Rapport de stage BTS Génie Optique, Lycée Victor Bérard, Morez (mai-juillet 2002).

Florent Pin, “Caractérisation d’un prototype de découpeur d’image pour la spectroscopie intégrale de champ,” Rapport de stage BTS Génie Optique, Lycée André Argouges, Grenoble (juillet-août 2002).

Gaëlle Querenet, “Etude des performances de Systèmes Découpeurs d’Images pour l’Astronomie ,” Rapport de stage IUT Mesures Physiques Annecy (avril-juin 2002).

Bertrand Bertussi, “Etude et modélisation des performances de systèmes découpeurs d’images pour l’astronomie,” (juillet-septembre 2001).

Stéphanie Bouley, “Mise en place du laboratoire optique. Etude des Miroirs Slicers,” Rapport de stage BTS Génie Optique, Lycée Victor Bérard, Morez (mai-juillet 2001).

Reynald Saucourt, “Equipement du laboratoire d’optique et tests des Miroirs Slicers,” Rapport de stage BTS Génie Optique, Lycée Victor Bérard, Morez (mai-juillet 2001).

Frédéric Piotrowski, “Contribution à l’optimisation des miroirs du concentrateur parabolique du Four Solaire d’Odeillo,” Rapport de stage de fin d’études ESO (avril-juin 1986).

ANNEXE 11. CURRICULUM VITAE

Expérience professionnelle

Depuis 2006 à l'Observatoire de la Côte d'Azur (UMR CNRS Gemini puis Fizeau)

- Etudes optiques, ingénierie système et management sur le banc de test SIRIUS et les projets VEGA pour l'interféromètre CHARA, PERSEE pour la mission spatiale Pégase, et POPS pour le VLTI.
- Chef de projet local sur PERSEE, au sein d'un Consortium constitué du CNES, de l'ONERA, de l'IAS, du LESIA et de Thales Alenia Space.

De 2001 à 2005 au CRAL (UMR CNRS, Observatoire de Lyon)

- Design, réalisation et tests de spectromètres à champ complet pour l'astronomie: SNIFS pour le télescope de 2 m de l'Université d'Hawaii, NIRSpec pour le JWST, et MUSE pour le VLT.
- Chef de projet de l'instrument MUSE (2003-2005).
- Responsable du Service Optique.

De 1994 à 2000 à Alcatel Space

- Chef de projet et responsable technique de la maquette du combineur de faisceaux de l'interféromètre Darwin pour l'ESA (mission spatiale de détection d'exo-planètes).
- Successivement responsable technique du sous-système interféromètre, puis architecte optique de l'ensemble de l'instrument IASI (clients CNES et EUMETSAT).
- Gestion d'équipe, collaboration avec plusieurs sous-contractants européens (Sodern, CSO, Reosc, SESO, SAGEM, CSEM, Kongsberg).
- Participation à plusieurs réponses ou dépouillements d'appel d'offres.

De 1988 à 1993 à l'Aérospatiale de Cannes (Division Systèmes Stratégiques et Spatiaux)

- Chargé de l'intégration et du réglage optique du télescope cryogénique du satellite ISO, pour l'ESA.
- Etude approfondie des méthodes de mesures interférométriques.
- Responsable d'une équipe de 5 personnes.
- Collaborations avec DSS, CSL, AMOS, Reosc.
- Participations aux programmes HELIOS I et II, Meteosat, MERIS.

De 1983 à 1987 à l'IMP CNRS Odeillo ("Four Solaire de 1000 kW")

- Etude et amélioration de la concentration du rayonnement sur les installations du four solaire de 1000 kW et de la centrale THEMIS (thèse de Docteur en Sciences).
- Application aux rentrées de corps dans l'atmosphère (radômes, navette HERMES).

Stages d'élève-ingénieur

- CNRS Odeillo, février-mars 1983.
- CILAS Marcoussis, août 1982.

Etudes et diplômes

- 1987 Docteur en Sciences de l'Université Paris XI Orsay, spécialité Sciences Physiques, mention Optique et Photonique.
- 1983 Diplôme d'Ingénieur de l'Ecole Supérieure d'Optique (Orsay).
- 1980 Maths sup/mathspé au Lycée du Parc, à Lyon.
- 1978 Bac C (mention bien) au Lycée Vincent d'Indy, à Privas.

Publications (journaux à comité de lecture)

F. Hénault, C. Royère, “Concentration du rayonnement solaire : analyse et évaluation des défauts de réglage de facettes réfléchissantes,” *Revue de Physique Appliquée* vol. 24, p. 563-576 (1989).

F. Hénault, C. Royère, “Concentration du rayonnement solaire : analyse et évaluation des réponses impulsionnelles et des défauts de réglage de facettes réfléchissantes,” *Journal of Optics (Paris)* vol. 20, n° 5, p. 225-240 (1989).

F. Hénault, B. Bonduelle, “Modèle de calcul des flux au foyer du four solaire de 1000 kW d’Odeillo. Un outil pour la recherche et le développement en thermique des matériaux,” *Entropie* n° 146-147, p. 81-92 (1989).

F. Hénault, “Analysis of stellar interferometers as wavefront sensors,” *Applied Optics* vol. 44, n° 22, p. 4733-4744 (2005).

F. Hénault, “Wavefront sensor based on varying transmission filters: theory and expected performance,” *Journal of Modern Optics* vol. 52, n° 14, p. 1917-1931 (2005).

F. Hénault, “Conceptual design of a phase shifting telescope-interferometer,” *Optics Communications* vol. 261, n° 1, p. 34-42 (2006).

F. Laurent, F. Hénault, P. Ferruit, E. Prieto, D. Robert, E. Renault, J.P. Dubois, R. Bacon, “CRAL activities on advanced image slicers: optical design, manufacturing, assembly, integration and testing,” *New Astronomy Reviews* vol. 50, n° 4-5, p. 346-350 (2006).

F. Laurent, F. Hénault, E. Renault, R. Bacon, J.P. Dubois, “Design of an Integral Field Unit for MUSE, and results from prototyping,” *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* vol. 118, n° 849, p. 1564-1573 (2006).

F. Hénault, “Design of achromatic phase shifters for spaceborne nulling interferometry,” *Optics Letters* vol. 31, n° 24, p. 3635-3637 (2006).

F. Hénault, “Signal-to-noise ratio of phase sensing telescope interferometers,” *J. Opt. Soc. Am. A* vol. 25, n° 3, p. 631-642 (2008).

F. Hénault, “Computing extinction maps of star nulling interferometers,” *Optics Express* vol. 16, n° 7, p. 4537-4546 (2008).

F. Hénault, “Fibered nulling telescope for extra-solar coronagraphy,” *Optics Letters* vol. 34, n° 7, p. 1096–1098 (2009).

F. Hénault, A. Spang, “Crossed-cosine intensity filter for coronagraphy and low order wavefront sensing,” *Optical Engineering* vol. 48, n° 073608 (2009).

F. Hénault, “Multi-spectral piston sensor for co-phasing giant segmented mirrors and multi-aperture interferometric arrays,” *Journal of Optics A: Pure Applied Optics* vol. 11, 125503 (2009).

F. Hénault, “Simple Fourier optics formalism for high angular resolution systems and nulling interferometry,” *JOSA A* vol. 27, p. 435-449 (2010).

Communications dans des congrès

J.J. Bézian, B. Bonduelle, F. Hénault, “Le champ d’héliostats de THEMIS,” *Séminaire Héliothermie*, 16-19 sept. 1986, Sophia Antipolis (1986).

J.J. Bézian, F. Hénault, M. Izygon, “Modélisation des flux réfléchis par un champ d’héliostats. Comparaison de divers modèles,” *Séminaire Héliothermie*, 16-19 sept. 1986, Sophia Antipolis (1986).

- F. Hénault, J.L. Devaux, J.B. Ghibaudo, S. Matthews, C. Cinotti, “Contrôle de qualité image à température cryogénique sur le télescope du satellite ISO,” ICSO’91, 25-27 septembre 1991, p. 181-201, Toulouse (1991).
- K. Dohlen, F. Hénault, D. Scheidel, D. Siméoni, F. Cayla, G. Chalon, P. Javelle, “Infrared Atmospheric Sounding Interferometer,” 5th International Workshop on ASSFTS, Tokyo (1994).
- F. Hénault, D. Miras, D. Scheidel, F. Boubault, “Infrared Atmospheric Sounding Interferometer (IASI) performance evaluation,” 6th International Workshop on ASSFTS, San Juan Capistrano (1995).
- F. Hénault, C. Buil, B. Chidaïne, D. Scheidel, “Spaceborne infrared interferometer of the IASI instrument,” Proceedings of the SPIE vol. 3437, p. 192-202 (1998).
- F. Hénault, C. Buil, A. Copin, B. Chidaïne, “How we split the IASI beamsplitter,” Proceedings of the SPIE vol. 3786, p. 300-311 (1999).
- F. Hénault, P.J. Hébert, C. Lucchini, D. Miras, “Geometrical misalignment retrieval of the IASI interferometer,” Proceedings of the Europto Series vol. 3870, p. 159-170 (1999).
- C. Bonneville, E. Prieto, P. Ferruit, F. Hénault, J.P. Lemonnier, F. Prost, R. Bacon, O. Le Fèvre, “Design, prototypes and performances of an image slicer system for integral field spectroscopy,” Proceedings of the SPIE vol. 4842, p. 162-173 (2003).
- E. Prieto, C. Bonneville, P.E. Blanc, P. Ferruit, J.R. Allington-Smith, R. Bacon, R. Content, F. Hénault, O. Le Fèvre, “Great opportunity for NGST-NIRSpec: A high-resolution integral field unit,” Proceedings of the SPIE vol. 4850, p. 486-492 (2003).
- F. Hénault, R. Bacon, C. Bonneville, D. Boudon, R. Davies, P. Ferruit, G. Gilmore, O. Le Fèvre, J.P. Lemonnier, S. Lilly, S. Morris, E. Prieto, M. Steinmetz, T. de Zeeuw, “MUSE, a second-generation integral-field spectrograph for the VLT,” Proceedings of the SPIE vol. 4841, p. 1096-1107 (2003).
- G. Aldering, G. Adam, P. Antilogus, P. Astier, R. Bacon, S. Bongard, C. Bonnaud, Y. Copin, D. Hardin, F. Hénault, D.A. Howell, J.P. Lemonnier, J.M. Levy, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, A. Pécontal, E. Pécontal, S. Perlmutter, R. Quimby, K. Schahmanèche, G. Smadja, W.M. Wood-Vasey, “Overview of the Nearby Supernova Factory,” Proceedings of the SPIE vol. 4836, p. 61-72 (2003).
- F. Hénault, R. Bacon, R. Content, B. Lantz, F. Laurent, J.P. Lemonnier, S. Morris, “Slicing the Universe at affordable cost: The Quest for the MUSE Image Slicer,” Proceedings of the SPIE vol. 5249, p. 134-145 (2003).
- B. Lantz, G. Aldering, P. Antilogus, C. Bonnaud, L. Capovani, A. Castera, Y. Copin, D. Dubet, E. Gangler, F. Hénault, J.P. Lemonnier, R. Pain, A. Pécontal, E. Pécontal, G. Smadja, “SNIFS: a wideband integral field spectrograph with microlens arrays,” Proceedings of the SPIE vol. 5249, p. 146-155 (2003).
- F. Laurent, C. Bonneville, P. Ferruit, F. Hénault, J.P. Lemonnier, G. Moreaux, E. Prieto, D. Robert, “Optical Design, Fabrication and Testing a prototype of the NIRSpec IFU,” Proceedings of the SPIE vol. 5252, p. 443-453 (2003).
- R. Bacon, S. Bauer, R. Bower, S. Cabrit, M. Cappellari, M. Carollo, F. Combes, R. Davies, B. Delabre, H. Dekker, J. Devriendt, S. Djidel, M. Duchateau, J.P. Dubois, E. Emsellem, P. Ferruit, M. Franx, G. Gilmore, B. Guiderdoni, F. Hénault, N. Hubin, B. Jungwiert, A. Kelz, M. Le Louarn, I. Lewis, J.L. Lizon, R. Mc Dermid, S. Morris, U. Laux, O. Le Fèvre, B. Lantz, S. Lilly, J. Lynn, L. Pasquini, A. Pécontal, P. Pinet, D. Popovic, A. Quirrenbach, R. Reiss, M. Roth, M. Steinmetz, R. Stuik, L. Wisotzki, T. de Zeeuw, “The second-generation VLT instrument MUSE: science drivers and instrument design,” Proceedings of the SPIE vol. 5492, p. 1145-1149 (2004).
- F. Hénault, R. Bacon, H. Dekker, B. Delabre, S. Djidel, J.P. Dubois, N. Hubin, B. Lantz, W. Lau, M. Le Louarn, I. Lewis, J.L. Lizon, J. Lynn, L. Pasquini, R. Reiss, M.M. Roth, “MUSE opto-mechanical design and performance,” Proceedings of the SPIE vol. 5492, p. 909-920 (2004).

F. Laurent, C. Macaire, P.E. Blanc, E. Prieto, G. Moreaux, D. Robert, P. Ferruit, C. Bonneville, F. Hénault, D. Robertson, J. Schmoll, “Designing, manufacturing and testing of an advanced image slicer prototype for the James Webb Space Telescope,” *Proceedings of the SPIE* vol. 5494, p. 196-207 (2004).

F. Laurent, R. Bacon, J.P. Dubois, F. Hénault, E. Renault, D. Robert, “Optical design, manufacturing and tests of the MUSE Image Slicer,” *Proceedings of the SPIE* vol. 5965, p. 184-195 (2005).

F. Hénault, “Wavefront sensing with varying transmission filters: Past, present and future,” *Proceedings of the SPIE* vol. 5965, p. 339-350 (2005).

F. Laurent, E. Renault, R. Bacon, B. Delabre, J.P. Dubois, F. Hénault, J. Kosmalski, “Innovative slicer design and manufacturing,” *Proceedings of the SPIE* vol. 6273, n° 62732B (2006).

D. Mourard, D. Bonneau, J.M. Clausse, F. Hénault, A. Marcotto, A. Blazit, S. Bosio, Y. Bresson, T. ten Brummelaar, P. Kervella, S. Lagarde, H.A. McAlister, A. Mérand, G. Merlin, N. Nardetto, R. Petrov, A. Roussel, K. Rousset-Perraut, P. Stee, J. Sturmann, L. Sturmann, I. Tallon-Bosc, “VEGA: a visible spectrograph and polarimeter for CHARA,” *Proceedings of the SPIE* vol. 6268, n° 62683Q (2006).

F. Cassaing, J.M. Le Duigou, B. Sorrente, B. Fleury, N. Gorius, F. Brachet, C. Buisset, M. Ollivier, F. Hénault, D. Mourard, M. Delpéch, P.Y. Guidotti, A. Léger, M. Barillot, D. Rouan, “Towards a laboratory breadboard for PEGASE, the DARWIN pathfinder,” *Proceedings of the 6th International Conference on Space Optics ICSO 2006*, 27-30 June 2006, Noordwijk, The Netherlands, A. Wilson ed., ESA SP-621, European Space Agency (2006).

K. Houairi, F. Cassaing, J.M. Le Duigou, M. Barillot, V. Coudé du Foresto, F. Hénault, S. Jacquino, M. Ollivier, J.M. Reess, B. Sorrente, “Nulling stabilization in the presence of perturbation,” *Semaine de l’Astrophysique Française 2-6 July 2007*, Grenoble, France, J. Bouvier, A. Chalabae and C. Charbonnel eds., SF2A (2007).

J.M. Le Duigou, F. Cassaing, K. Houairi, S. Jacquino, J.M. Reess, F. Hénault, B. Sorrente, M. Barillot, D. Mourard, V. Coudé du Foresto, M. Ollivier, “PERSEE: a nulling breadboard coupled with a free flying GNC simulator,” *Proceedings of the 3rd International Symposium on Formation Flying, Missions and Technologies*, 23-25 April 2008, Noordwijk, The Netherlands, K. Fletcher ed., ESA SP-654, European Space Agency (2008).

F. Hénault, “Telescope interferometers: an alternative to classical wavefront sensors,” *Proceedings of the SPIE* vol. 7015, n° 70155N, (2008).

F. Hénault, “Fine art of computing nulling interferometer maps,” *Proceedings of the SPIE* vol. 7013, n° 70131X (2008).

F. Cassaing, J.M. LeDuigou, J.P. Amans, M. Barillot, T. Buey, F. Hénault, K. Houairi, S. Jacquino, P. Laporte, A. Marcotto, L. Pirson, J.M. Reess, B. Sorrente, G. Rousset, V. Coudé du Foresto, M. Ollivier, “Persee: a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances,” *Proceedings of the SPIE* vol. 7013, n° 70131Z (2008).

N. Tarmoul, D. Mourard, F. Hénault, “Study of a new cophasing system for hypertelescopes,” *Proceedings of the SPIE* vol. 7013, n° 70133U (2008).

D. Mourard, K. Perraut, D. Bonneau, J.M. Clausse, P. Stee, I. Tallon-Bosc, P. Kervella, Y. Hughes, A. Marcotto, A. Blazit, O. Chesneau, A. Domiciano de Souza, R. Foy, F. Hénault, D. Mattei, G. Merlin, A. Roussel, M. Tallon, E. Thiebaut, H. McAlister, T. ten Brummelaar, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, C. Farrington, P.J. Goldfinger, “VEGA: a new Visible spEctroGraph and polArimeter on the CHARA Array,” *Proceedings of the SPIE* vol. 7013, n° 701323 (2008).

S. Jacquino, K. Houairi, J.M. Le Duigou, M. Barillot, F. Cassaing, J.M. Reess, F. Hénault, B. Sorrente, G. Morinaud, J.P. Amans, V. Coudé du Foresto, M. Ollivier, “Persée: a nulling interferometer with dynamic correction of external perturbations,” *Proceedings of the 7th International Conference on Space Optics ICSO 2008*, 14-17 October 2008, Toulouse, France (2008).

Exposés et séminaires

F. Hénault, “Un capteur de front d’onde à décalage de phase pour les ELTs et les hypertelescopes,” Séminaire Co-Phasage des Interféromètres, 18/19 mars 2008, Collège de France, Paris (2008).

F. Hénault, “Cophasage des surfaces optiques discontinues ou segmentées en lumière polychromatique. Applications au VLTI et aux ELT,” Séminaire technique LAOG, 04 mai 2009, Grenoble (2009).

F. Hénault, “Cophasing segmented optical surfaces in polychromatic light. Applications to VLTI and ELTs,” Séminaire CRAL, 16 octobre 2009, Saint-Genis-Laval (2009).

Participations a des congrès et écoles

Séminaire Héliothermie, 16-19 sept. 1986, Sophia Antipolis.

International Conference on Space Optics, 25-27 sept. 1991, Toulouse.

6th International Workshop on Atmospheric Science from Space using Fourier Transform Spectroscopy, 3-5 Oct. 1995, San Juan Capistrano (Californie).

International Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation, SPIE Meeting 19-24 July 1998, San Diego.

International Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation, SPIE Meeting 18-23 July 1999, Denver.

EOS/SPIE Symposium on Remote Sensing, 20-24 Sept. 1999, Florence.

Atelier de l’Optique en Astronomie INSU/CNRS, 5-7 mars 2001, Grenoble.

Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE Meeting 22-28 August 2002, Waikoloa (Hawaii).

Optical Systems Design, SPIE Europe Meeting 30 sept.-3 Oct. 2003, Saint-Etienne.

Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE Meeting 21-25 June 2004, Glasgow.

Optical Systems Design II, SPIE Europe Meeting 12-16 Sept. 2005, Jena.

Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE Meeting 24-31 May 2006, Orlando.

Ecole Haute Résolution Angulaire INSU/CNRS, 17-23 sept. 2006, Porquerolles.

Journées de l’Optique CNRS/ROP, 09-11 oct. 2007, Presqu’île de Giens.

Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE Meeting 23-28 June 2008, Marseille.

Astronomical Instrumentation, SPIE Meeting 27 June-02 July 2010, San Diego.

Formation professionnelle

Habilitation au travail en salle blanche Classe 100 (1989).

Stages d’encadrement, accompagnement et analyse transactionnelle (1996-1998).

Formation à Microsoft Project (2004).

La Qualité dans un grand projet, formation INSU/CNRS (2004-2005, Saint-Genis-Laval).

ANNEXE 12 SELECTION D'ARTICLES

F. Hénault, C. Royère, “Concentration du rayonnement solaire : analyse et évaluation des réponses impulsives et des défauts de réglage de facettes réfléchissantes,” *Journal of Optics (Paris)* vol. 20, n° 5, p. 225-240 (1989).

F. Hénault, “Wavefront sensor based on varying transmission filters: theory and expected performance,” *Journal of Modern Optics* vol. 52, p. 1917-1931 (2005).

F. Laurent, F. Hénault, P. Ferruit, E. Prieto, D. Robert, E. Renault, J.P. Dubois, R. Bacon, “CRAL activities on advanced image slicers: optical design, manufacturing, assembly, integration and testing,” *New Astronomy Reviews* vol. 50, n° 4-5, p. 346-350 (2006).

F. Hénault, “Multi-spectral piston sensor for co-phasing giant segmented mirrors and multi-aperture interferometric arrays,” *Journal of Optics A: Pure Applied Optics* vol. 11, 125503 (2009).

F. Hénault, “Simple Fourier optics formalism for high angular resolution systems and nulling interferometry,” *JOSA A* vol. 27, p. 435-449 (2010).

INSTITUT DE SCIENCE ET GÉNIE DES MATÉRIAUX ET PROCÉDÉS CNRS

B.P. N° 5, Odeillo, 66120 Font-Romeu

CONCENTRATION DU RAYONNEMENT SOLAIRE : ANALYSE ET ÉVALUATION DES RÉPONSES IMPULSIONNELLES ET DES DÉFAUTS DE RÉGLAGE DE FACETTES RÉFLÉCHISSANTES

F. HENAUT, C. ROYERE

MOTS CLÉS :

Energie solaire

Concentrateur

Réponse impulsionnelle

KEY WORDS :

Solar energy

Concentrator

Point spread function

Solar radiation focusing : analysis and determination of reflecting facets point spread functions and alignment errors

RÉSUMÉ : Les défauts de réglage et les réponses impulsionnelles effectives des facettes réfléchissantes qui équipent les grandes installations solaires sont des paramètres primordiaux pour la modélisation des répartitions des flux réfléchis. Leur caractérisation peut être effectuée par l'examen direct des répartitions de luminance apparentes sur les surfaces réfléchissantes et observées d'un point situé au voisinage du point focal de l'installation. Quelques exemples de figures d'isoluminance idéales calculées sont donnés. Puis les écarts typiques des surfaces réfléchissantes des installations solaires sont introduits et on établit les relations permettant de remonter aux défauts de réglage. Des méthodes applicables aux installations à simple réflexion, du type centrale à tour, et à double réflexion, de type four solaire, sont décrites et on donne quelques résultats préliminaires aux campagnes de mesure.

SUMMARY : The alignment errors and the actual point spread functions of the reflecting facets used in large scale solar point focusing facilities are prime order parameters for computer modeling maps of the reflected fluxes. They can be determined by direct observation of the apparent radiance distributions on the reflecting surfaces sighted from a point in the vicinity of the focal point of the facility.

Some computer predicted maps of ideal iso-radiance curves are presented.

Then the current typical deviation of the reflecting surfaces in the solar facilities are introduced and the equations allowing to get in turn the alignment errors are established.

Methods adapted to simple reflection (solar tower concept type) and double reflection (solar furnace concept type) are presented and some preliminary experimental results are given prior to an extensive campaign of measurements.

1. — INTRODUCTION

L'évaluation prévisionnelle des performances en éclairage, des grandes installations solaires à surfaces réfléchissantes est un problème complexe qui nécessite la connaissance de nombreux paramètres. Certains d'entre eux caractérisant les défauts de surface et de réglage des miroirs utilisés sur l'installation, sont encore très mal connus. Notre but est de

préciser les paramètres d'erreur dont la connaissance est indispensable et de présenter quelques méthodes d'évaluation possibles. Celles-ci sont toutes basées sur les principes exposés par Brumleve et Gibson [1] : au lieu de caractériser, par exemple à l'aide d'une caméra, ou par calorimétrie ou radiométrie, les répartitions d'éclairage formées dans un plan récepteur, et d'en tirer des informations globales sur la qualité des surfaces réfléchissantes, la caméra sera

placée au milieu du plan récepteur, et observera directement (du plan de réception) les images du soleil, ou répartitions de luminance, issues de la surface réfléchissante (fig. 1). Ainsi des informations locales pourront être obtenues. Après avoir examiné, d'un point de vue théorique, quelles devraient être les répartitions de luminance idéales, nous introduirons les défauts typiques des surfaces réfléchissantes des installations solaires et mettrons en évidence l'importance des erreurs de réglage des facettes constituant ces surfaces, et des « réponses impulsives » de ces facettes.

Trois types de surfaces à facettes seront considérés ici : les héliostats plans et le concentrateur fixe d'une installation à double réflexion, du type four solaire, et les héliostats focalisants d'une installation à simple réflexion du type centrale à tour. En fait nous nous intéresserons plus particulièrement au four solaire de 1 000 kW d'ODEILLO et à la centrale solaire expérimentale THEMIS.

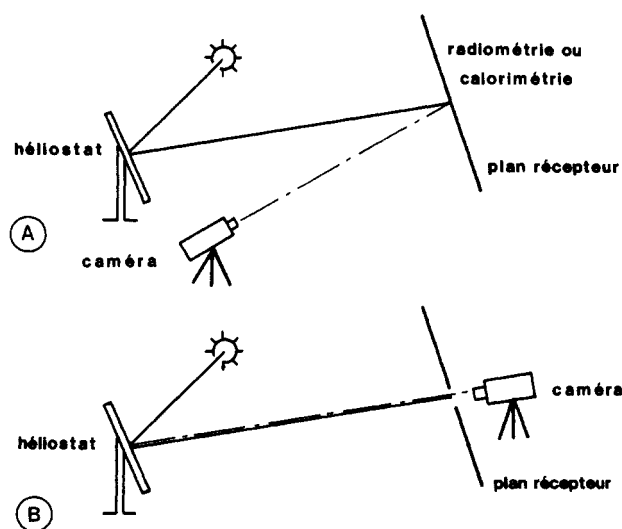


FIG. 1. — Mesures de densité de flux A) et mesures de luminance B).

2. — PRÉSENTATION THÉORIQUE FORMULATION INTÉGRALE DE L'ÉCLAIREMENT

L'expression de l'éclairement $E(M')$, formé en un point M' , par une facette réfléchissante quelconque éclairée par le soleil est déduite de la loi de l'étendue géométrique [2-3]. Avant de l'appliquer, il est nécessaire de définir soigneusement les repères de travail.

2. — 1. Choix des repères

Le point M' appartient au plan récepteur (P') d'origine O' , auquel est lié le repère $R'(O'X'Y'Z')$

(fig. 2). L'axe $O'X'$ est dirigé par N' , vecteur unitaire normal à (P'). Les axes $O'Y'$ et $O'Z'$ appartiennent au plan récepteur (P'), et on impose que $O'Y'$ soit horizontal. Les coordonnées de M' seront notées $(0, Y', Z')$ dans ce repère.

La facette réfléchissante considérée est rapportée au repère $Ro_i(O_iX_oY_oZ_o_i)$ (fig. 2). Le point O_i est le centre de la facette, l'axe O_iX_o est dirigé par No_i , normale unitaire à la facette en O_i , et les axes O_iY_o et O_iZ_o sont parallèles aux contours du miroir (qui sont rectangulaires à ODEILLO comme à THEMIS). Les coordonnées d'un point P de la facette réfléchissante sont notées (X_p, Y_p, Z_p) dans Ro_i .

Le repère principal, dans lequel sont effectués la plupart des calculs, est le repère $Rr(O'XrYrZr)$ (fig. 2). L'axe $O'Xr$ est confondu avec la droite O_iO' , qui est le plus souvent le rayon principal réfléchi en O_i , dirigé par Ro_i . Ro_i est déduit de So , vecteur unitaire pointé sur le centre du soleil, et de No_i par la loi de Descartes pour la réflexion des rayons lumineux (voir la relation (6)). Par ailleurs, l'axe $O'Yr$ est horizontal.

Lorsque la facette réfléchissante est montée sur un héliostat, il est nécessaire d'adjoindre un quatrième repère $Ro(OXoYoZo)$ (fig. 3), où O est le centre de l'héliostat, que l'on suppose confondu avec son centre de rotation mécanique, et où l'axe OXo est dirigé par No , normale à l'héliostat en O . L'axe OYo est toujours horizontal, les héliostats considérés étant équipés d'une monture altazimutale. Les coordonnées du centre O_i de la facette réfléchissante considérée sont notées (Xo_i, Yo_i, Zo_i) dans Ro .

2. — 2. Expression exacte de l'éclairement

Considérons un élément réflecteur dP centré sur le point P du miroir et un élément récepteur dM' centré sur le point M' du plan (P'). La quantité de flux $\delta^2\phi$ quittant dP pour atteindre dM' est, conformément à la loi de l'étendue géométrique :

$$\delta^2\phi = Lr(\mathbf{PM}') \left(\frac{\mathbf{PM}'}{\|\mathbf{PM}'\|} \cdot \mathbf{N}' \right) dM' d\Omega \quad (1)$$

$Lr(\mathbf{PM}')$ est la luminance réfléchie suivant le rayon PM' et $d\Omega$ est l'angle solide sous lequel est vu, du point M' , l'élément dP (fig. 2).

Si l'on note Np la normale unitaire à la surface du miroir en P , et Rpo le vecteur qui dirige le rayon réfléchi en P , et provenant du centre du soleil (fig. 2), la contribution d'éclairement $dE(M')$ de l'élément réflecteur dP au point M' s'écrit alors :

$$\begin{aligned} dE(M') &= \frac{\delta^2\phi}{dM'} = \\ &= Lr(\mathbf{PM}') \frac{(\mathbf{PM}' \cdot \mathbf{N}')(\mathbf{PM}' \cdot \mathbf{Np})}{\|\mathbf{PM}'\|^4} dP. \quad (2) \end{aligned}$$

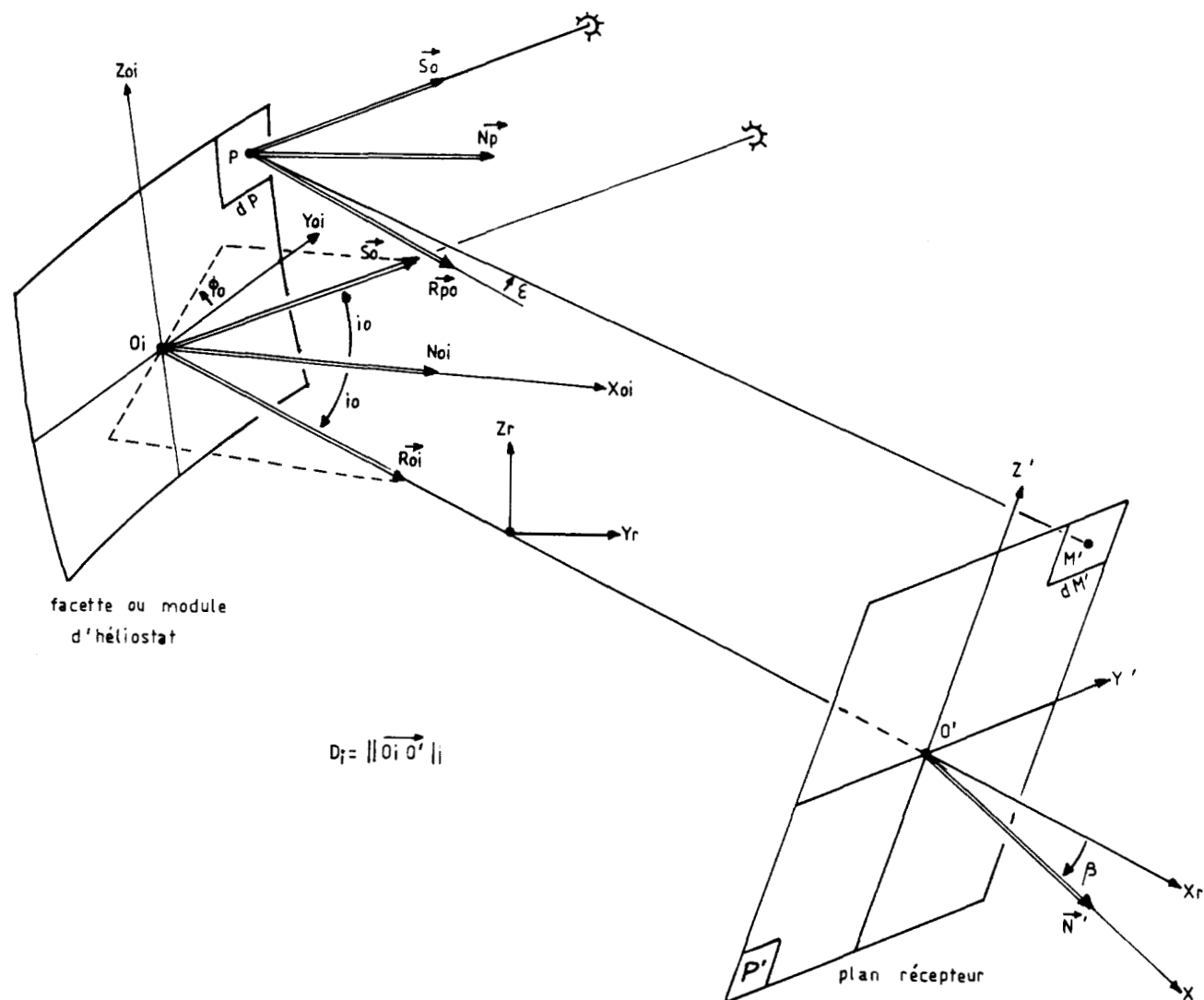


FIG. 2. — Géométrie facette-plan récepteur.

Le disque solaire présentant une répartition de luminance $L(\varepsilon)$ symétrique par rapport à son centre, $Lr(\mathbf{PM}')$ ne dépend que de ε , angle entre \mathbf{PM}' et \mathbf{Rpo} (fig. 2), et du facteur de réflexion R du miroir que l'on suppose homogène sur toute sa surface. Alors, en effectuant une somme continue sur les points P de la facette réfléchissante, puis une somme discrète sur les NT facettes que comprend l'installation, on obtient l'expression la plus générale de la densité de flux :

$$E(M') = \sum_{i=1}^{NT \text{ facettes}} R \iint_{\text{facette } i} \times L(\varepsilon) \frac{(\mathbf{PM}' \cdot \mathbf{N}')(\mathbf{PM}' \cdot \mathbf{Np})}{\|\mathbf{PM}'\|^4} dP \quad (3)$$

et la concentration atteinte au point M' s'écrit :

$$C(M') = E(M')/Eo \quad (4)$$

où Eo est l'éclairement solaire direct normal mesuré sur le site.

La relation (3) signifie que l'éclairement en M' est la somme directionnelle des répartitions de luminance observées dans les miroirs. L'expression de ε doit être explicitée. On l'obtient par :

$$\varepsilon^2 \approx \sin^2 \varepsilon = \frac{\|\mathbf{PM}' \wedge \mathbf{Rpo}\|^2}{\|\mathbf{PM}'\|^2} \quad (5)$$

\mathbf{Rpo} étant déterminé par la loi de Descartes pour la réflexion spéculaire :

$$\mathbf{Rpo} = 2(\mathbf{So} \cdot \mathbf{Np}) \mathbf{Np} - \mathbf{So} \quad (6)$$

Notre but est double : d'une part, établir une expression approchée de l'angle ε afin de déterminer les courbes isoluminance apparentes sur la surface du miroir à partir du point M' et, d'autre part, étendre l'approximation à l'expression de l'éclaire-

ment $E(M')$, formé en M' par la facette réflectrice. Nous précisons maintenant les hypothèses de cette approximation, qui est du premier ordre.

3. — EXPRESSION DE ε DANS LE CADRE D'UNE APPROXIMATION DU PREMIER ORDRE

Dans le cadre de cette approximation, nous utilisons deux types d'infiniment petits : ceux qui rendent compte de la géométrie de l'ensemble surface réflectrice-plan récepteur, et ceux qui décrivent les défauts spécifiques des installations solaires multi-facettes et multi-héliostats.

3. — 1. Les infiniment petits « géométriques »

En règle générale, l'angle d'incidence moyen i_0 des rayons solaires sur la facette réflectrice, ou sur l'héliostat (fig. 3) est significatif ; il peut atteindre 35° sur un concentrateur de four solaire, et plus de 50° dans le cas d'héliostats focalisants pour centrale à tour. i_0 ne peut donc pas être choisi comme infiniment petit, et l'approximation décrite ici est différente de l'approximation de Gauss, même si elle repose sur le fait que l'ouverture angulaire des miroirs (ou des héliostats) considérés individuellement reste faible sur les deux installations considérées (1° au maximum pour le concentrateur du four de 1 000 kW d'ODEILLO, et $2,5^\circ$ pour les héliostats focalisants de la centrale THEMIS). L'hypothèse de base s'exprime ainsi : les dimensions des facettes réflectrices, des héliostats, et des répartitions d'éclairement qu'ils forment dans le plan récepteur (P'), restent faibles devant les distances qui séparent les surfaces réflectrices du plan (P'). Les infiniment petits du premier ordre choisis seront donc Y'/D_i et Z'/D_i , Y_p/D_i et Z_p/D_i , Y_{oi}/D_i et Z_{oi}/D_i .

D_i sera le plus souvent la distance O_iO' , mais pourra éventuellement être remplacée par la distance OO' ou toute autre distance d'un ordre de grandeur comparable dans le cadre de l'approximation. Par ailleurs, et vu les types de reliefs couramment utilisés pour les héliostats et leurs miroirs, les termes Xp/D_i et X_{oi}/D_i seront considérés comme étant du deuxième ordre.

Dans l'expression de ε interviendront également les coefficients de deux matrices caractéristiques de l'emplacement de la facette réflectrice sur l'installation ; on note :

$$P = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix} \quad (7)$$

la matrice de passage du repère R_r lié aux rayons réfléchis au repère Ro_i lié à la facette réflectrice, et :

$$P' = \begin{bmatrix} C'_{11} & C'_{12} & C'_{13} \\ C'_{21} & C'_{22} & C'_{23} \\ C'_{31} & C'_{32} & C'_{33} \end{bmatrix} \quad (8)$$

la matrice de passage du repère R_r au repère R' lié au plan récepteur. Les deux matrices P et P' sont orthogonales droites.

Enfin, on introduit les variables intermédiaires suivantes :

$$Vp = C_{22} Yp + C_{23} Zp \quad (9)$$

$$Wp = C_{32} Yp + C_{33} Zp \quad (10)$$

$$\text{et} \quad V' = C'_{22} Y' + C'_{23} Z' \quad (11)$$

$$W' = C'_{32} Y' + C'_{33} Z' \quad (12)$$

Vp et Wp sont les coordonnées, exprimées dans le repère R_r , de H , projection du point P du miroir dans le plan (O_iYrZr) normal aux rayons réfléchis,

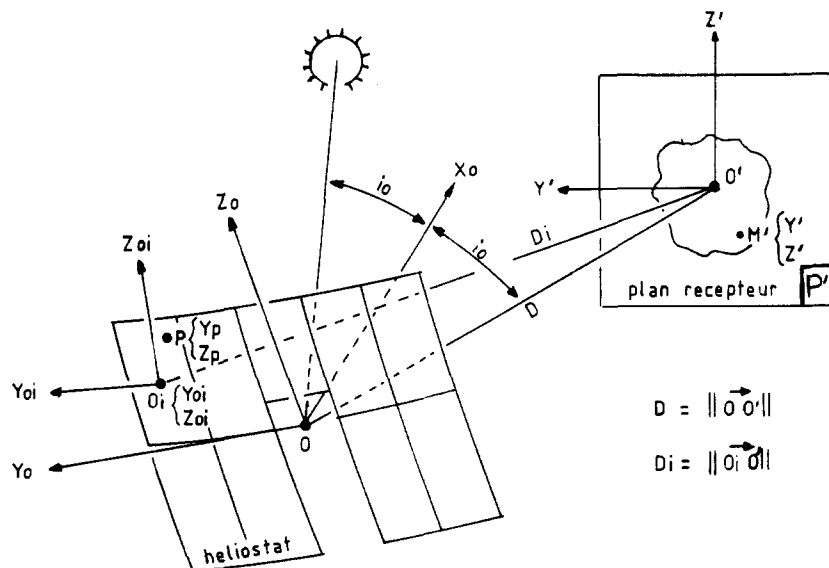


FIG. 3. — Les termes de l'approximation du premier ordre. Cas d'un héliostat.

parallèlement à ces rayons (fig. 4). Il s'agit en fait des coordonnées apparentes de P dans le plan ($O_i Y_r Z_r$). De même, V' et W' seront les coordonnées de H' , projection du point M' dans le plan ($O' Y_r Z_r$), parallèlement à l'axe $O' X_r$ (fig. 4). On note que les déterminants de ces deux systèmes de relations s'écrivent, au premier ordre :

$$C_{22} C_{33} - C_{23} C_{32} = \cos i_0 \quad (13)$$

$$\text{et} \quad C'_{22} C'_{33} - C'_{23} C'_{32} = \cos \beta \quad (14)$$

où β désigne l'angle moyen entre les rayons réfléchis par la facette, et la normale N' au plan récepteur (fig. 2 et 4).

Bien entendu, V'/D_i , W'/D_i , V_p/D_i et W_p/D_i sont des infiniment petits du premier ordre au même titre que ceux définis plus haut.

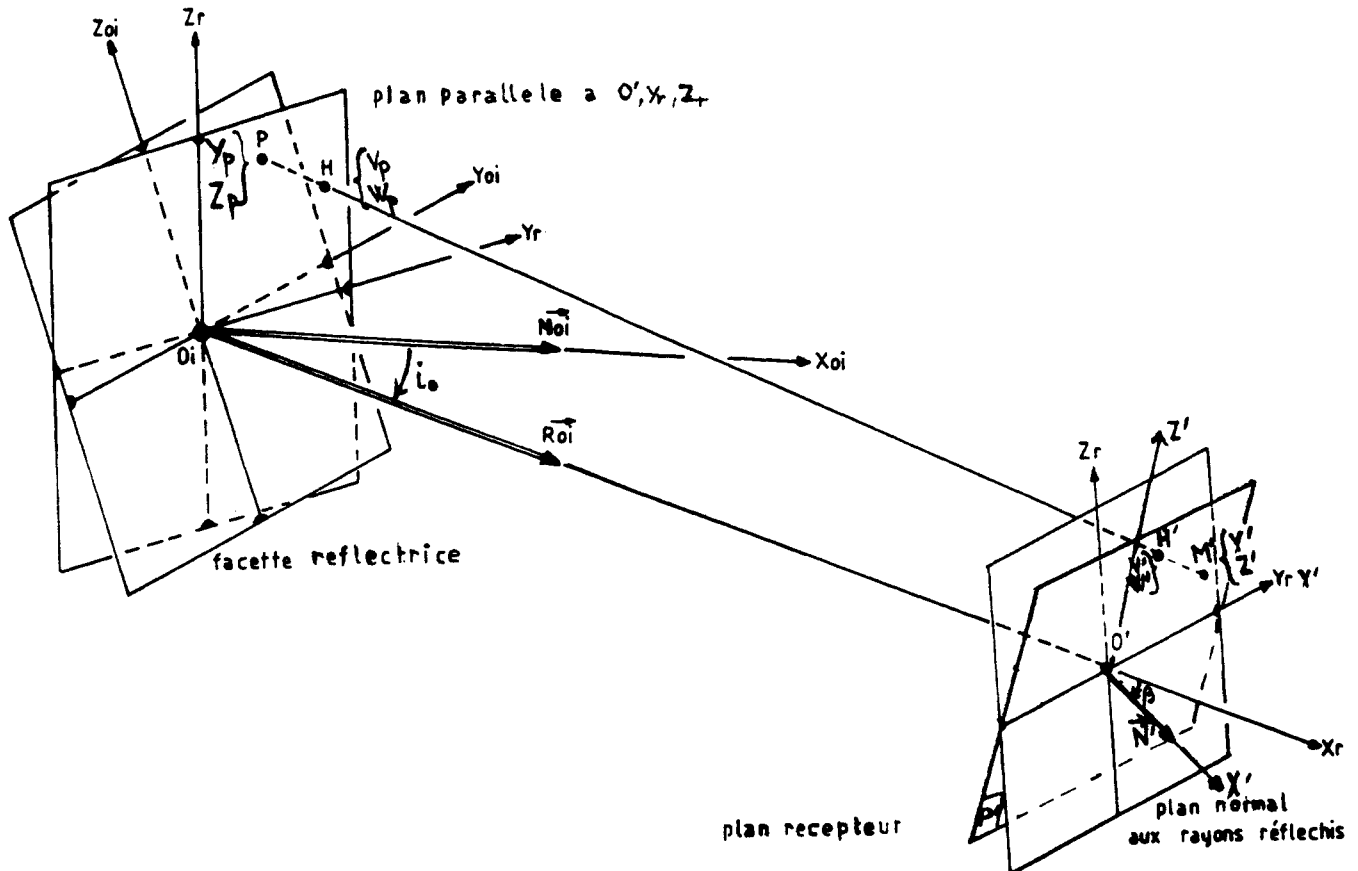


FIG. 4. — Relations entre coordonnées réelles et coordonnées projetées sur le plan normal aux rayons réfléchis.

3. — 2. Les défauts typiques des installations solaires

De nombreuses études théoriques ou expérimentales [4-8] ont déjà été effectuées sur les sources d'erreur classiques des grandes installations solaires. On en distingue 4 types principaux (voir fig. 5).

1. — Les défauts microscopiques (parfois appelés « waviness »). — Il s'agit de micro-imperfections typiques du verre, telles que bulles, pierres, stries, griffes, auxquelles s'ajoutent les défauts du film réflecteur, qui dépendent eux-mêmes de la technique de dépôt. L'effet global de ces erreurs est d'introduire une dispersion du faisceau réfléchi. Une méthode de réflectométrie [5] a été développée pour

la détermination des indicatrices de réflexion engendrées par ces défauts.

2. — Les défauts locaux de surface. — Ils peuvent se présenter sous deux formes : défauts très locaux tels que dépressions, cratères, relief en « tôle ondulée », ou défauts de courbure qui peuvent intéresser toute la surface de la facette. Leur origine est due à des facteurs aussi variés que les défauts de fabrication, les déformations des miroirs ou des structures qui les supportent sous l'effet de la gravité, du vent, du poids de la neige, l'influence de gradients thermiques, etc... La meilleure méthode d'évaluation de ces défauts, vu leur ordre de grandeur relativement important, semble être la méthode par contact [6].

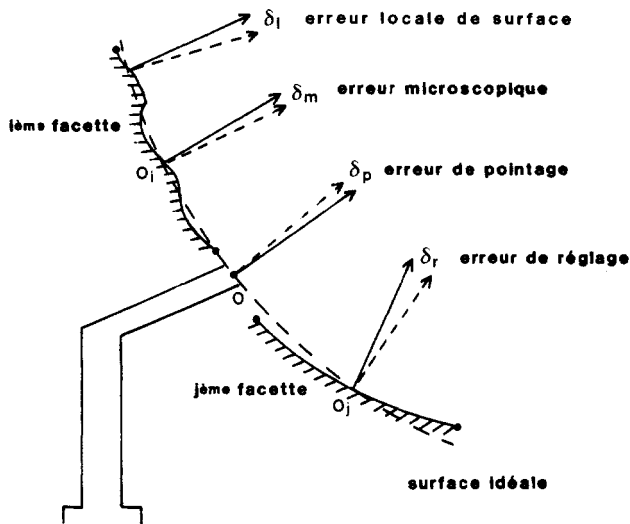


FIG. 5. — Erreurs typiques des surfaces réfléchissantes.

3. — Les défauts de pointage des héliostats [7-8].

— Bien connus, ils sont liés au système d'asservissement choisi pour l'héliostat. Des études ont montré que les distributions d'erreur mesurées dans le plan récepteur suivent en général des lois normales.

4. — Les défauts de réglage des facettes. — Ils apparaissent lors de la mise en place définitive des facettes sur leur infrastructure et sont étroitement liés à la méthode de réglage utilisée. Dans la plupart des cas d'installations ou de parties d'installation, il n'existe pas à notre connaissance de résultats expérimentaux sur ces défauts de réglage, ni même des méthodes de mesure qui permettraient de les déterminer.

Nous ne considérerons ici que les deux derniers types de défauts, car les défauts microscopiques et les défauts locaux de surface des miroirs peuvent

être introduits dans l'expression de ε de la même manière que leurs défauts de réglage. De plus, à l'échelle d'une facette réfléchissante, ils n'en modifient les répartitions de luminance observables d'un point M' que localement, alors que les dépointages et les dérèglages les affectent globalement. On choisit donc comme infiniment petits du premier ordre ap et hp , erreurs de pointage en azimuth et en hauteur de l'héliostat, et ar et hr erreurs de réglage en azimuth et en hauteur de la facette réfléchissante. Ces erreurs sont dans la pratique de l'ordre de quelques milliradians.

3. — 3. Expression de ε en fonction du type de surface réfléchissante et de ses défauts

Les calculs qui permettent d'établir l'expression approchée de l'angle ε , ou de la quantité $D_1^2 \varepsilon^2$, au premier ordre, ne présentent dans l'ensemble pas de grosses difficultés [9]. Il s'agit de développements limités des relations (5) et (6) en fonction des infiniment petits définis plus haut. Toutefois, leur enchaînement est très long, aussi avons-nous choisi de ne présenter ici que les résultats les plus significatifs. On trouve ainsi que l'équation générale des courbes d'isoluminance est la suivante [9]

$$D_1^2 \varepsilon^2 = \{AVp + CWp - (V' + Vo)\}^2 + \{BWp + CVp - (W' + Wo)\}^2 \quad (15)$$

avec $0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_0$, où ε_0 est le rayon angulaire du disque solaire. A , B et C sont les coefficients d'une matrice Q caractéristique de l'orientation et du relief de la surface du miroir, ainsi qu'on le verra au paragraphe suivant. Les paramètres Vo et Wo , quant à eux, sont liés au type de surface sur laquelle le miroir est monté, ainsi qu'à ses défauts spécifiques. Leur expression exacte est donnée dans le tableau I.

TABLEAU I

	Cas rencontrés	Vo	Wo
1	Facette d'héliostat plan	$-C_{22} Y_{0i} - C_{23} Z_{0i}$	$-C_{32} Y_{0i} - C_{33} Z_{0i}$
2	Facette d'héliostat focalisant sphérique de distance focale f_H	$-(C_{22} - C_{33} D_i / f_H) Y_{0i} - (C_{23} + C_{32} D_i / f_H) Z_{0i}$	$-(C_{32} - C_{23} D_i / f_H) Y_{0i} - (C_{33} + C_{22} D_i / f_H) Z_{0i}$
3	Facette présentant un défaut de réglage	$-2 D_i C_{33} a_r + 2 D_i C_{32} h_r$	$2 D_i C_{23} a_r - 2 D_i C_{22} h_r$
4	Facette montée sur un héliostat présentant un défaut de pointage	$-2 D_i C_{33} a_p + 2 D_i C_{32} h_p$	$2 D_i C_{23} a_p - 2 D_i C_{22} h_p$

Les expressions reproduites dans ce tableau sont partielles et doivent être ajoutées les unes aux autres suivant le cas considéré : pour une facette d'héliostat plan présentant un défaut de réglage et un défaut de pointage, par exemple, il faudrait additionner les termes des rangées 1, 3 et 4. Par contre, dans le cas d'une facette de concentrateur parfaitement réglée Vo et Wo seraient nuls.

L'intérêt de ce tableau réside surtout dans sa troisième rangée, où l'on voit apparaître des relations linéaires entre les défauts de réglage ar et hr et les termes Vo et Wo . Mais l'équation générale des courbes d'isoluminance (relation (15)) permet elle-même de tirer trois enseignements fondamentaux.

1) Sauf cas de dégénérescence, les courbes d'isoluminance sont des ellipses, quel que soit le point d'observation M' , le relief du miroir, et le type de structure sur lequel il est monté.

2) Lorsqu'on déplace le point d'observation M' , par l'intermédiaire des coordonnées V' et W' , les courbes d'isoluminance apparentes sont décalées dans le plan de visée ($O_i Yr Zr$), mais leurs caractéristiques géométriques ne sont pas modifiées (relation (15)) : les petits axes, les grands axes et les orientations des ellipses images dans le plan ($O_i Yr Zr$) restent les mêmes.

3) Il en est de même pour tous les termes qui interviennent dans Vo et Wo et en particulier, pour les défauts de réglage. Un observateur placé au point M' peut donc, en mesurant la translation (Vo, Wo) subie par les courbes d'isoluminance apparentes sur la surface d'un miroir, par rapport à leur position théorique (spécifiée par les autres termes intervenant dans les expressions de Vo et Wo), remonter aux erreurs de réglage ar et hr : il lui suffit pour cela d'inverser les relations linéaires définies par la troisième rangée du tableau I. C'est le principe de la méthode d'estimation des défauts de réglage que nous avons appliquée aux héliostats plans du four de 1 000 kW d'ODEILLO et aux héliostats focalisants de la centrale THEMIS (on se reportera au dernier paragraphe de cet article).

Il est intéressant à présent d'établir comment les autres paramètres des ellipses images du disque solaire sont liés au relief des facettes réflectrices considérées, et d'explicitier les expressions des coefficients A , B et C en fonction de ce relief.

3. — 4. Exemple de courbes d'isoluminance

Dans le cadre de l'approximation exposée plus haut, nous avons considéré que l'équation caractéristique du relief des facettes réflectrices $Xp = f(Yp, Zp)$ pouvait être réduite à ses termes du second ordre [9]. Ceci permet notamment d'envisager les cas des facettes planes, cylindriques, sphé-

riques, et toroïdales ; ces dernières présentent deux rayons de courbure Ry et Rz différents dans deux directions perpendiculaires. La méthode utilisée consiste à diagonaliser la matrice Q , définie par les coefficients :

$$Q = \begin{bmatrix} A & C \\ C & B \end{bmatrix} \quad (16)$$

Q est symétrique réelle et il est donc possible de trouver une base orthonormée de vecteurs propres e_1 et e_2 dont les valeurs propres associées sont λ_1 et λ_2 . On note :

$$e_1 = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\text{et} \quad e_2 = \begin{bmatrix} -\beta \\ \alpha \end{bmatrix} \quad (18)$$

avec

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1. \quad (19)$$

L'expression de la courbe d'isoluminance dans le repère associé à (e_1, e_2) devient alors :

$$D_1^2 \varepsilon^2 = \{ \lambda_1 Vp' - \alpha (V' + Vo) - \beta (W' + Wo) \}^2 + \{ \lambda_2 Wp' - \alpha (W' + Wo) + \beta (V' + Vo) \}^2 \quad (20)$$

où

$$Vp' = \alpha Vp + \beta Wp \quad (21)$$

$$Wp' = -\beta Vp + \alpha Wp \quad (22)$$

et l'ellipse image du soleil a pour demi-axes $D\varepsilon o / \lambda_1$ et $D\varepsilon o / \lambda_2$. Le tableau II donne les expressions de A , B , C , λ_1 et λ_2 obtenues pour quelques reliefs de miroir courants sur les installations solaires multifacettes. Les résultats particuliers obtenus dans le cas des miroirs sphériques sont en outre illustrés sur la figure 6.

L'ensemble des résultats présentés dans les tableaux I et II permet de déduire l'expression approchée de l'angle ε (relations (15) et (20)) dans la plupart des cas rencontrés sur les grandes installations solaires, en fonction du type et des défauts de la surface réflectrice, et du relief des miroirs qui l'équipent. L'intérêt de l'approximation du premier ordre ne se limite donc pas aux seuls héliostats des installations considérées ici. Mais cette approximation peut également être étendue à l'expression de l'éclairement formé en M' , suivant une « vue en trou d'épingle ».

3. — 5. Vue en trou d'épingle

L'expression de l'éclairement $E(M')$ donnée dans la relation (3) se simplifie considérablement en ne retenant, pour chacun des termes placés sous l'intégrale, que sa partie principale. Ainsi $(PM' \cdot N')$ sera

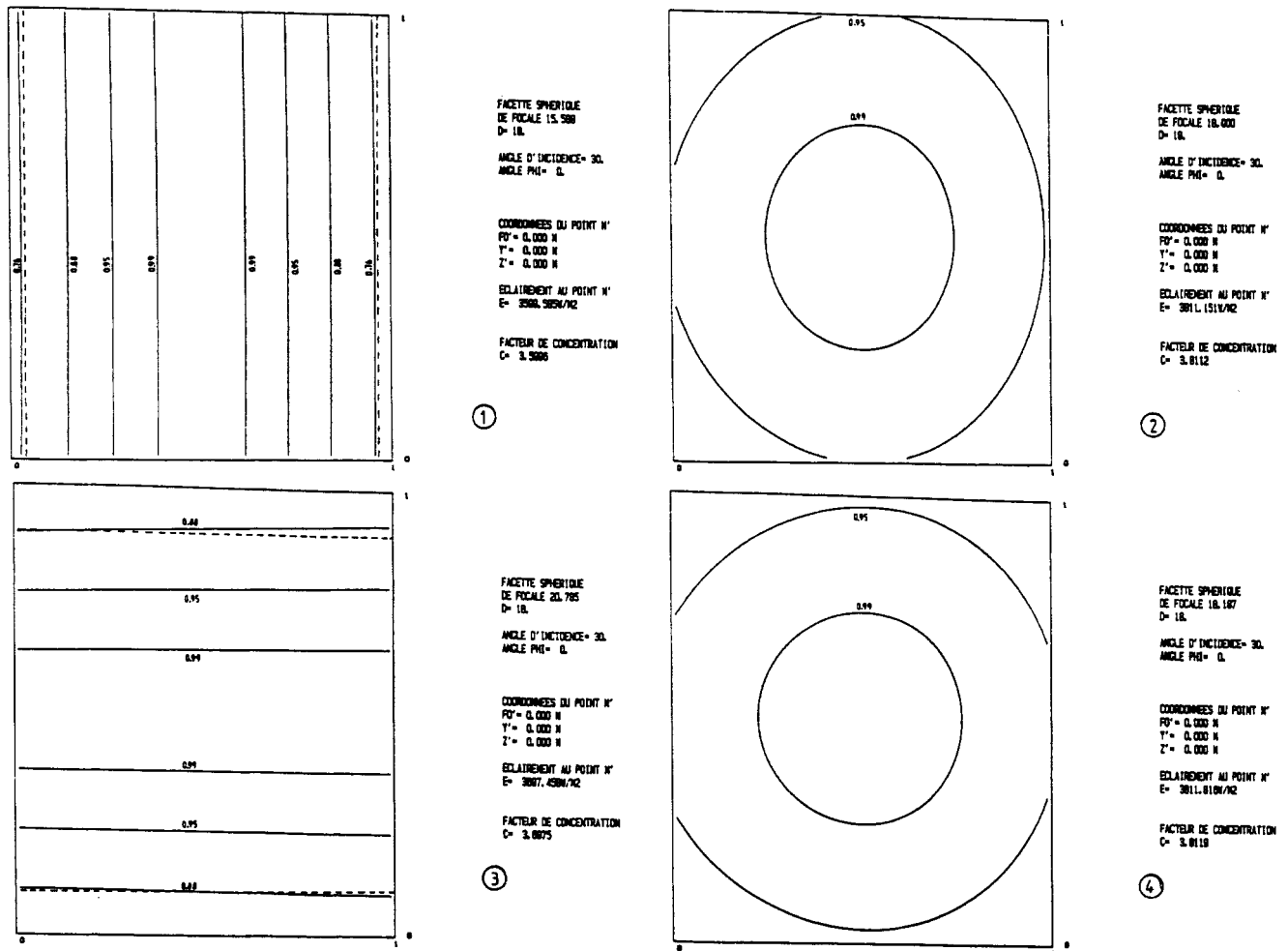


FIG. 6. — Répartitions de luminance observables sur une facette réflectrice sphérique. Les répartitions (1) et (3) sont obtenues lorsque les distances d'observation D_i sont égales aux focales d'astigmatisme de la facette.

TABEAU IIa

Type de facette et équation caractéristique	A	B	C
Facette plane $f(Y_p, Z_p) = 0$	1	1	0
Facette cylindrique d'axe parallèle à $O_i Y_i$ de distance focale f $f(Y_p, Z_p) = Z_p^2/4f$	$1 - D_i C_{32}^2 / f \cos i_0$	$1 - D_i C_{22}^2 / f \cos i_0$	$D_i C_{22} C_{32} / (f \cos i_0)$
Facette sphérique de distance focale f $f(Y_p, Z_p) = (Y_p^2 + Z_p^2)/4f$	$1 - D_i (1 - C_{31}^2) / f \cos i_0$	$1 - D_i (1 - C_{21}^2) / f \cos i_0$	$- D_i C_{21} C_{31} / (f \cos i_0)$
Facette localement parabolique (torique) $f(Y_p, Z_p) = A_p \cos^2 i_0 / 4f + B_p \cos i_0 / 4f$ $A_p = Y_p \cos \Phi_0 + Z_p \sin \Phi_0$ $B_p = -Y_p \sin \Phi_0 + Z_p \cos \Phi_0$ (figure 2)	0	0	0

TABLEAU IIb

Type de facette et équation caractéristique	λ_1	λ_2	Courbes d'isoluminance.
Facette plane $f(Y_p, Z_p) = 0$	1	1	Cercle de rayon apparent ε_0 égal à celui du Soleil.
Facette cylindrique d'axe parallèle à $O_i Y_{0i}$ de distance focale f $f(Y_p, Z_p) = Z_p^2/4f$	$1 - D_i (1 - \sin^2 i_0 \cos^2 \Phi_0)/f \cos i_0$	0	Ellipse de petit axe apparent $2\varepsilon_0$, égal au diamètre apparent du disque solaire.
Facette sphérique de distance focale f $f(Y_p, Z_p) = (Y_p^2 + Z_p^2)/4f$	$1 - D_i \cos i_0/f$	$1 - D_i/(f \cos i_0)$	Famille d'ellipses dégénérant en deux droites parallèles lorsque $D_i = f \cos i_0$ et $D_i = f/\cos i_0$.
Facette localement parabolique (torique) $f(Y_p, Z_p) = A_p \cos^2 i_0/4f + B_p \cos i_0/4f$ $A_p = Y_p \cos \Phi_0 + Z_p \sin \Phi_0$ $B_p = -Y_p \sin \Phi_0 + Z_p \cos \Phi_0$ (figure 2)	/	/	Non applicable ; distribution de luminance uniforme sur la surface de la facette.

remplacé par $\cos \beta$, $\|\mathbf{PM}'\|$ par D_i , etc. On obtient finalement, pour un seul miroir :

$$E(M') = \frac{R \cos \beta}{D_i^2} \iint_{\text{surface du miroir}} L(\varepsilon) dV_p dW_p =$$

$$= \frac{R \cos \beta}{D_i^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} C_M(V_p, W_p) \times L(\varepsilon) dV_p dW_p \quad (23)$$

où $C_M(V_p, W_p)$ est la distribution caractérisant les contours apparents du miroir vus de M' , nulle lorsque le point (V_p, W_p) est situé à l'extérieur de ces contours, et égale à l'unité lorsqu'il est à l'intérieur. On procède alors à deux changements de variables successifs ; le premier est défini par les relations :

$$V' = AV_p + CW_p \quad (24)$$

$$W' = CV_p + BW_p. \quad (25)$$

Le déterminant de ce système est le facteur de concentration intrinsèque du miroir, égal à :

$$C_I = AB - C^2 = 1/(\lambda_1 \lambda_2). \quad (26)$$

Les relations (24) et (25) permettent d'exprimer l'éclairement $E(M')$ dans le plan normal aux rayons réfléchis ($O'YrZr$). Le deuxième changement de variables consiste à inverser le système linéaire constitué par les relations (11) et (12), et à se ramener ainsi dans le plan récepteur (P'). $E(M')$ devient alors le produit de convolution de deux distributions [9] :

$$E(M') = \frac{R \cos \beta}{D_i^2} I'(Y', Z') * L'(Y' - Y_o', Z' - Z_o') \quad (27)$$

où

$$Y_o' = \frac{C'_{33} V_o - C'_{23} W_o}{\cos \beta} \quad (28)$$

$$Z_o' = \frac{-C'_{32} V_o + C'_{22} W_o}{\cos \beta}. \quad (29)$$

Ici quelques lignes d'explications sont nécessaires :

1) $I'(Y', Z')$ est la transformée de la distribution $C_M(V_p, W_p)$ par les deux changements de variables décrits plus haut. Elle est appelée réponse impulsionnelle spatiale de la facette réfléchissante dans le plan récepteur, et représente la distribution d'éclairement qui y serait formée si le soleil n'était qu'un point à l'infini (fig. 7). Dans le cadre de l'approximation du premier ordre, $I'(Y', Z')$ garde une valeur constante, égale à $C_I \cos \beta$, à l'intérieur d'une zone délimitée par un parallélogramme, et s'annule partout ailleurs.

2) $L'(Y', Z')$ est la projection conique de la loi de luminance solaire $L(\varepsilon)$ dans le plan récepteur (P'), et correspond à la distribution d'éclairement qui y serait formée si le miroir considéré était rigoureusement stigmatique pour le soleil et le point O' (fig. 7).

3) Et enfin, Y_o' et Z_o' sont les termes de translation qui caractérisent, dans le plan (P'), les décalages introduits par les défauts de réglage du miroir.

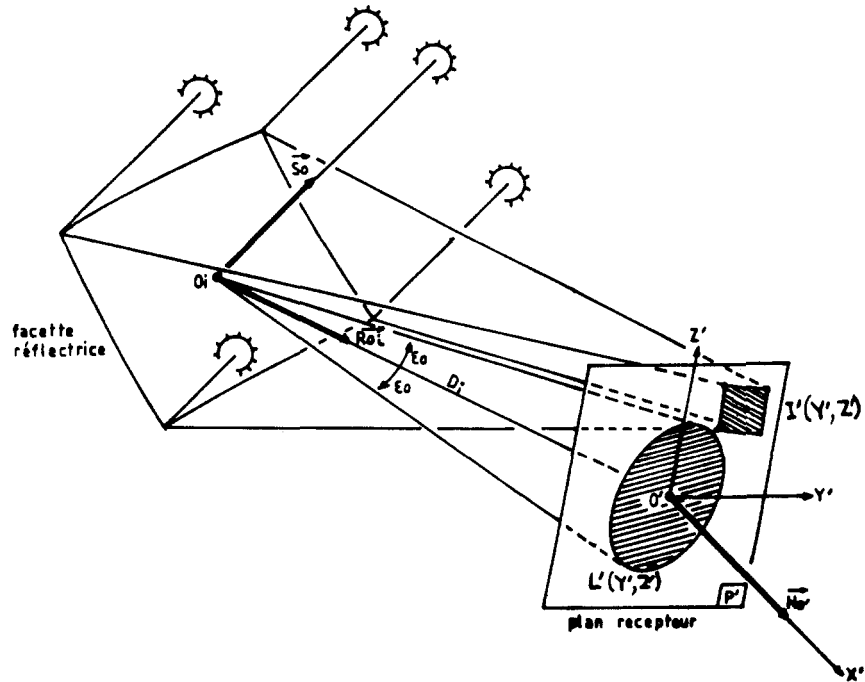


FIG. 7. — Vue en « trou d'épingle » dans le plan récepteur.

Cette formulation, introduite sous une forme différente par Lipps [10] en 1974, est connue sous le nom de vue en trou d'épingle.

Il est utile maintenant d'étudier l'effet des défauts de réglage sur une structure comprenant un grand nombre NT de miroirs. Nous postulons que l'éclairement en un point M' est égal à la somme des espérances mathématiques des éclairissements formés en M' pour chaque facette que comprend l'installation, soit :

$$E(M') = \sum_{i=1}^{NT} \langle E_i(M') \rangle. \quad (30)$$

En attribuant l'indice i à toutes les grandeurs, paramètres et fonctions qui dépendent de la facette réflectrice on montre que l'expression de $\langle E_i(M') \rangle$ devient :

$$\langle E_i(M') \rangle = \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} \times I'_i(Y', Z') * L'_i(Y', Z') * Pr'_i(Y', Z') \quad (31)$$

que l'on note plus simplement :

$$\langle E_i(M') \rangle = \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} I'_i(M') * L'_i(M') * Pr'_i(M') \quad (32)$$

$Pr'_i(M')$ est le cône d'erreur de réglage des facettes de l'installation, défini analytiquement par la relation :

$$Pr'_i(M') = \frac{\cos \beta_i}{4 D_i^2 \cos i_i} \times Pr_i \left(\frac{C_{22} V' + C_{32} W'}{-2 D_i \cos i_i}, \frac{C_{23} V' + C_{33} W'}{-2 D_i \cos i_i} \right) \quad (33)$$

si $Pr_i(ar, hr)$ est la densité de probabilité des variables aléatoires ar et hr .

En suivant le même type de raisonnement, on peut introduire toutes les autres erreurs typiques des installations solaires dans l'expression de $\langle E_i(M') \rangle$. Alors, si $Pm'_i(M')$, $Ps'_i(M')$, et $Pdp'(M')$ sont respectivement le cône d'erreurs microscopiques, le cône d'erreurs locales de surface, et le cône d'erreurs de pointage mesuré directement dans le plan récepteur, on obtient la formulation la plus générale de l'expression de l'éclairement formé par une installation solaire :

$$E(M') = \left[\sum_{i=1}^{NT} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} I'_i(M') * L'_i(M') * Pr'_i(M') * Pm'_i(M') * Ps'_i(M') * Pdp'(M') \right] \quad (34)$$

Mais il est plus logique d'écrire :

$$E(M') = \left[\sum_{i=1}^{NT} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} IE'_i(M') * L'_i(M') * Pr'_i(M') * Pdp'(M') \right] \quad (35)$$

où $IE'_i(M')$ est la réponse impulsionnelle effective de la i -ième facette, incluant ses défauts microscopiques et ses défauts locaux de surface, avec :

$$IE'_i(M') = I'_i(M') * Pm'_i(M') * Ps'_i(M') . \quad (36)$$

4. — VERS UN MODÈLE PRÉVISIONNEL

Il apparaît dans (35) que la connaissance de plusieurs fonctions caractéristiques est nécessaire à la détermination des répartitions d'éclairement formées par une installation solaire. Les images géométriques du soleil $L'_i(M')$ sont parfaitement définies et les défauts de pointage des héliostats $Pdp'(M')$ sont bien connus à l'heure actuelle. Il n'en est pas de même des erreurs de réglage $Pr'_i(M')$ et des réponses impulsionnelles effectives des facettes $IE'_i(M')$ qui, sur la plupart des installations, restent à déterminer. Nous avons suggéré que l'on se serve des translations des figures isoluminance observées d'un point pour remonter aux erreurs de réglage, puisque ces translations ont la forme générale :

$$T = Th + Td + Tdp \quad (37)$$

où Th , Td et Tdp sont respectivement les translations dues au type de l'héliostat, aux dérèglages des facettes, et aux défauts de pointage (voir tableau I). Ces derniers peuvent être facilement éliminés puisqu'ils se répercutent sur toutes les facettes d'un héliostat.

Par ailleurs, l'examen des répartitions de luminance apparentes sur les facettes peut contribuer à l'évaluation qualitative de leurs réponses impulsionnelles. Celles-ci, ainsi que les défauts de réglage sont donc les deux chaînons manquants qui empêchent encore la réalisation d'un code de calcul véritablement prévisionnel des performances des grandes installations solaires. Il importe en effet de pouvoir prédire avec suffisamment de précision les éclaircissements qui pourraient être atteints en fonction de l'implantation géométrique des miroirs, de leur type, de leur qualité, de la méthode de réglage utilisée, du système d'asservissement choisi, etc. Ceci semble indispensable dans le cas d'une installation en projet, mais l'est également pour une installa-

tion existante dont on souhaite remplacer une partie des composants.

La suite logique de cette partie théorique consiste maintenant à décrire quelques procédés expérimentaux simples qui permettent l'étude des défauts de réglage d'héliostats plans ou focalisants, ainsi que des réponses impulsionnelles des facettes d'un concentrateur.

5. — DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES SOURCES D'ERREUR

Nous désirons enregistrer les répartitions de luminance observées, sur la surface réfléchissante, d'un point M' situé dans le volume focal d'une installation solaire en fonctionnement. C'est une vue idéale qui ne pourra être réalisée effectivement. La zone d'observation sera en réalité un cercle de rayon a centré sur le point M' (fig. 8). De ce fait les rayons quittant le point P pour atteindre cette zone ne présenteront pas tous la même luminance, puisqu'ils n'auront pas la même direction : il s'ensuit un brouillage des répartitions observées, qui est caractérisé par l'angle limite r_θ , en dessous duquel les variations de luminance ne sont plus détectables. De même la résolution spatiale r_s qui caractérise la plus petite zone observable sur la facette doit être suffisamment fine pour effectuer des observations significatives. r_s et r_θ dépendent bien sûr des moyens de visualisation employés. Nous avons utilisé un appareil photographique de 600 mm de distance focale, auquel nous avons adjoint suivant les cas un diaphragme supplémentaire devant sa pupille d'entrée. Si D_i est la distance qui sépare la pupille d'entrée effective de l'objectif de la surface étudiée, et D est la distance de mise au point de l'appareil photographique, r_s et r_θ peuvent être respectivement considérées (fig. 8) comme les réponses spatiales et directionnelles du point M'' situé dans le plan image. On en déduit alors (fig. 8) :

$$r_s = 2a \frac{D - D_i}{D} \quad (38)$$

$$r_\theta = \frac{2a}{D} \quad (39)$$

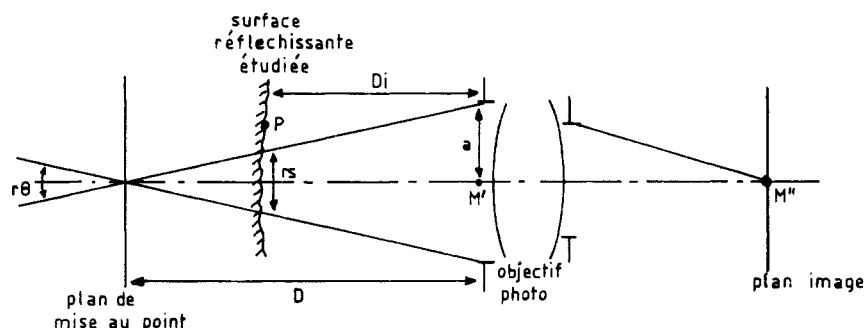


FIG. 8. — Résolutions angulaire et spatiale r_θ et r_s .

$2a$ est le diamètre de la pupille d'entrée effective de l'objectif. Il est intéressant de se ramener au plan image, afin de comparer avec les valeurs de résolution courantes des pellicules commerciales :

$$r_s'' = 2fa \frac{D - D_i}{D} \quad (40)$$

$$r_\theta'' = \frac{2fa}{D} \quad (41)$$

Il faut également tenir compte du phénomène de diffraction lorsque a devient très petit devant D_i . La résolution r_d'' a pour expression approximative dans l'espace image :

$$r_d'' = \frac{1,22 \lambda f}{a} \quad (42)$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement, et f est la distance focale de l'objectif. On donne dans le tableau III r_s , r_θ , r_s'' , r_θ'' et r_d'' pour quelques valeurs choisies de a et D_i , avec $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, $f = 600 \text{ mm}$, et en supposant vérifiée la relation :

$$D = 2 D_i \quad (43)$$

relation qui établit le meilleur compromis entre résolution spatiale et résolution angulaire dans l'espace image. Il s'ensuit que dans le cas d'héliostats, plans ou focalisants, situés à longue distance ($D_i > 100 \text{ m}$), le plus petit diaphragme de l'objectif photographique permet d'obtenir des valeurs de résolutions satisfaisantes, tandis que dans le cas d'une facette de concentrateur située à 18 m de l'objectif, il est nécessaire de placer ce dernier derrière un petit trou, ce qui accentue évidemment beaucoup la diffraction, mais permet malgré tout d'obtenir des informations suffisantes sur la surface réfléchissante.

TABLEAU III

Quelques valeurs des limites de résolution spatiale et angulaire pour des trous de diamètre $2a = 7 \text{ mm}$ et 16 mm , et des distances $D_i = 18 \text{ m}$ et 100 m . A titre de comparaison la limite de résolution moyenne d'une pellicule est de $0,02 \text{ mm}$.

a / mm	3,5	3,5	8	8
D_i / m	18	100	18	100
r_s / mm	3,5	3,5	8	8
r_θ / mrad	0,194	0,035	0,444	0,080
r_s'' / mm	0,117	0,021	0,267	0,048
r_θ'' / mm	0,117	0,021	0,267	0,048
r_d'' / mm	0,106	0,106	0,046	0,046

5. — 1. Application aux héliostats plans

Ces mesures ont été effectuées sur les héliostats plans du four de 1 000 kW d'ODEILLO. Leur principe, très simple, consiste à installer l'appareil photographique au niveau du concentrateur et à enregistrer l'image du soleil réfléchi dans un héliostat (fig. 9a). Les clichés obtenus, dont l'un est reproduit figure 10a, montrent des discontinuités des contours apparents du disque solaire d'une facette à l'autre. Or nous savons que ces discontinuités sont liées aux erreurs de réglage : à partir d'un point référencé Or , nous déterminons les erreurs en hauteur et azimuth hr_i et ar_i d'une facette F_i en fonction de la position qu'occuperait, d'après son contour, le centre du disque solaire pour la facette F_i , par rapport à Or . Une simulation numérique (fig. 10b) nous permet ensuite de vérifier que ces erreurs, réintroduites dans notre code de calcul, reproduisent effectivement les répartitions de luminance photographiées. Les résultats de cette première validation se sont révélés bons ; une deuxième validation consiste à

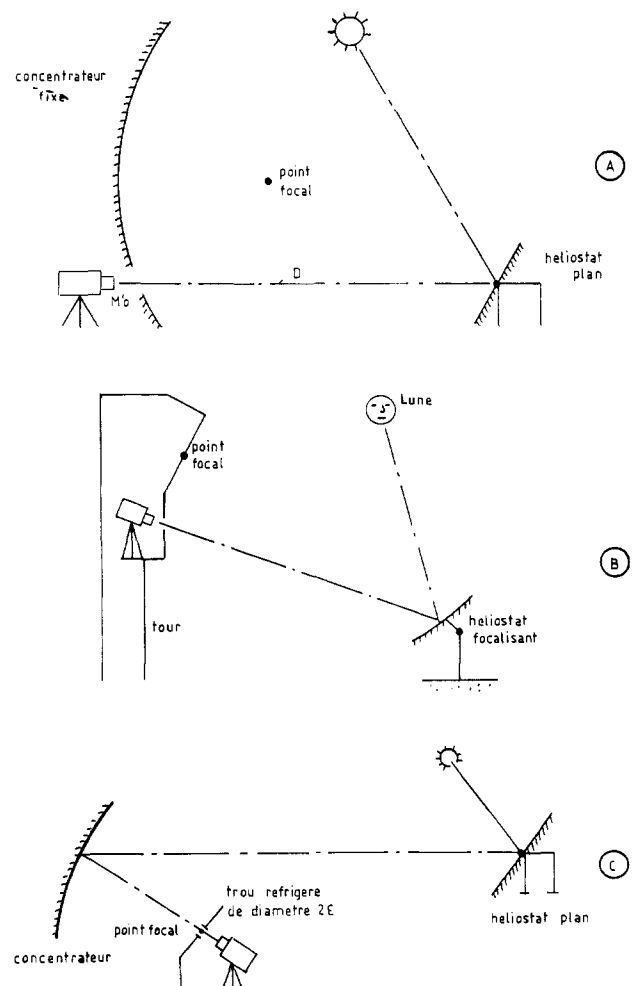
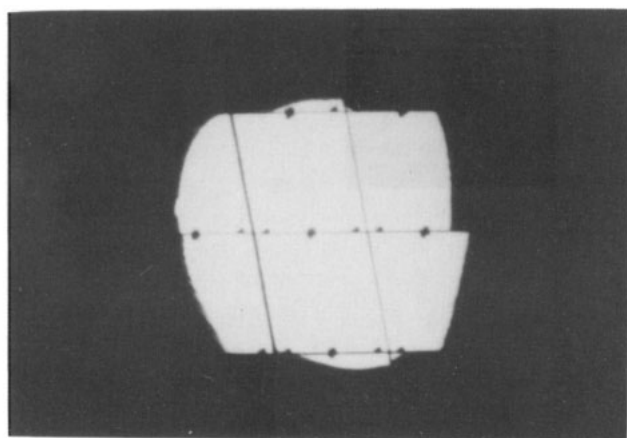
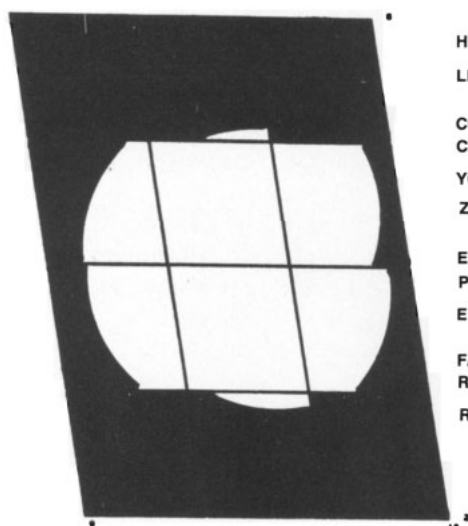


FIG. 9. — Mesures effectuées sur un héliostat plan a) ; sur un héliostat focalisant b) ; sur un concentrateur ponctuel c).



(A)



(B)

FIG. 10. — Répartitions de luminance observables sur un héliostat plan (A) expérimentales ; (B) théoriques.

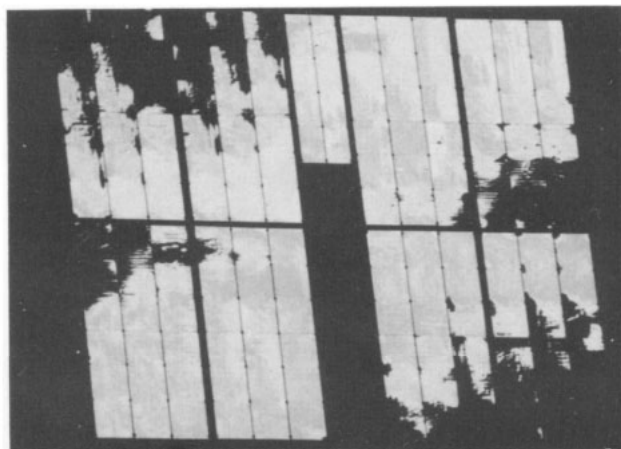
HELIOSTAT 7
LE 10/9/85 A 10 : 41 :
COORDONNÉES DU CENTRE
YC = 0.798 M
ZC = 1.010 M
ECLAIREMENT AU POINT M'
E = 798.031 W/M2
FACTEUR DE REFLEXION
R = 0.7980

comparer le facteur de réflexion apparent à une distance D_i de l'héliostat, mesuré au pyrhéliomètre, avec la valeur théorique obtenue par intégration numérique sur le cliché simulé. Une différence systématique de l'ordre de -10% entre les valeurs expérimentale et théorique nous a amené à introduire le relief réel des facettes, dont les mesures sont en cours, et qui semble légèrement différent de la forme plane idéale. Ceci prouve que les réponses impulsionnelles effectives de facettes supposées planes sont également nécessaires à la mesure de leurs erreurs de réglage, et plus généralement à la détermination des performances énergétiques d'un héliostat plan.

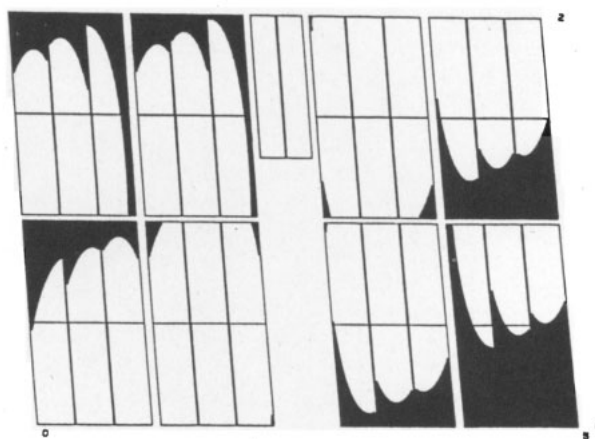
5. — 2. Application aux héliostats focalisants

Ces mesures ont été réalisées sur le site de la centrale solaire expérimentale THEMIS, située à

Targassonne. Le principe est sensiblement le même que pour les héliostats plans (fig. 9b) : un appareil photographique est placé à une fenêtre de la tour, située à 12 m au-dessous de la chaudière et vise différents héliostats focalisants programmés pour renvoyer les rayons lunaires sur la fenêtre. C'est donc la lune, dont le diamètre apparent diffère très légèrement de celui du soleil, qui est observée à travers les surfaces réfléchissantes. Un exemple de cliché est reproduit figure 11a. Les figures obtenues peuvent être approchées par des ellipses, dont le décalage par rapport à leur position idéale (tenant compte de l'astigmatisme de l'héliostat) est la somme de l'erreur de réglage et de l'erreur de pointage. Cette dernière est éliminée sur chaque facette en soustrayant la moyenne des erreurs en hauteur et en azimut mesurées sur tout l'héliostat. Un programme de simulation permet ici aussi de vérifier que les erreurs déduites formeraient des répartitions de luminance conformes à celles du cliché étudié. Nous donnons figure 11b la simulation correspondant au



(A)



(B)

FIG. 11. — Répartitions de luminance observables sur un héliostat focalisant : (A) expérimentales ; (B) théoriques.

cliché reproduit. La deuxième validation consiste ici à mesurer des cartes d'éclairement avec la cible active, qui est un maillage géant de 32×32 photodiodes espacées de 22 cm, et est destinée à l'appréciation individuelle des performances des héliostats focalisants. Nous donnons *figure 12* trois exemples de cartes de flux, la première mesurée sur la cible active, la deuxième prédite en fonction des défauts de réglage obtenus par notre méthode, et la troisième prédite en supposant ces erreurs nulles. On peut constater que la deuxième carte est plus proche de la carte mesurée que la troisième. Il apparaît dans ce cas précis que les performances de l'héliostat sont meilleures lorsqu'il est dérégulé que s'il ne l'était pas. Ce résultat surprenant montre qu'ici les défauts de

réglage ne sont pas aléatoires et peut s'expliquer par le fait que cet héliostat a été réglé sur cible pour une certaine position du soleil dans le ciel.

Par ailleurs, les défauts de surface des miroirs des héliostats focalisants Cethel III bis sont plus importants que ceux des héliostats plans du four de 1 000 kW d'ODEILLO, ce qui peut dans certains cas fausser l'estimation de leurs défauts de réglage. Il semble donc exclu, si on élimine les héliostats optimisés sur cible et ceux sur lesquels les défauts de surface sont prépondérants, de pouvoir se livrer à une analyse statistique des erreurs de réglage sur un grand nombre d'héliostats de la centrale THEMIS.

5. — 3. Réponse impulsionnelle de facettes déformées

Cette étude a été menée sur le concentrateur parabolique du four de 1 000 kW d'ODEILLO. Celui-ci est équipé de facettes planes à l'origine, et déformées sous contrainte mécanique de manière à obtenir la focalisation optimale en tous points de la surface réfléchissante [2] [11]. Il est intéressant de vérifier si cette technique permet réellement de reproduire le relief de la surface localement parabolique tel qu'il a été défini plus haut (*cf. tableau II*), ce relief permettant en théorie d'observer le centre du soleil sur toute la facette.

Un trou réfrigéré de diamètre $2a = 7$ mm a donc été placé au foyer du concentrateur tandis qu'un héliostat était asservi sur le soleil (*fig. 9c*). L'appareil photographique situé derrière le trou enregistre une séquence de clichés correspondant aux réglages suivants effectués sur la facette (*fig. 13*) :

- 1) répartition de luminance observée initialement sur la facette (*fig. 13a*) ;
- 2) répartition de luminance observée après élimination de la courbure initiale de la facette. Celle-ci est alors considérée comme ayant retrouvé sa forme plane d'origine, et le décalage entre le centre de l'image observée et le centre de la facette est lié à son erreur de réglage à l'origine (*fig. 13b*) ;
- 3) répartition de luminance observée après correction de l'erreur originale de réglage (*fig. 13c*) ;
- 4) répartition de luminance optimale observée après réglage de la courbure de la facette (*fig. 13d*). Le gain global en concentration peut être estimé en faisant le rapport des surfaces brillantes après et avant cette séquence d'opérations.

Au vu du résultat final, on peut constater que les facettes déformées sont très loin d'approcher la surface localement parabolique, ou même la surface sphérique. Toutefois, bien que cette procédure inédite d'optimisation semble plus rapide et performante que la méthode de réglage utilisée lors de la mise en service du concentrateur, elle ne donne

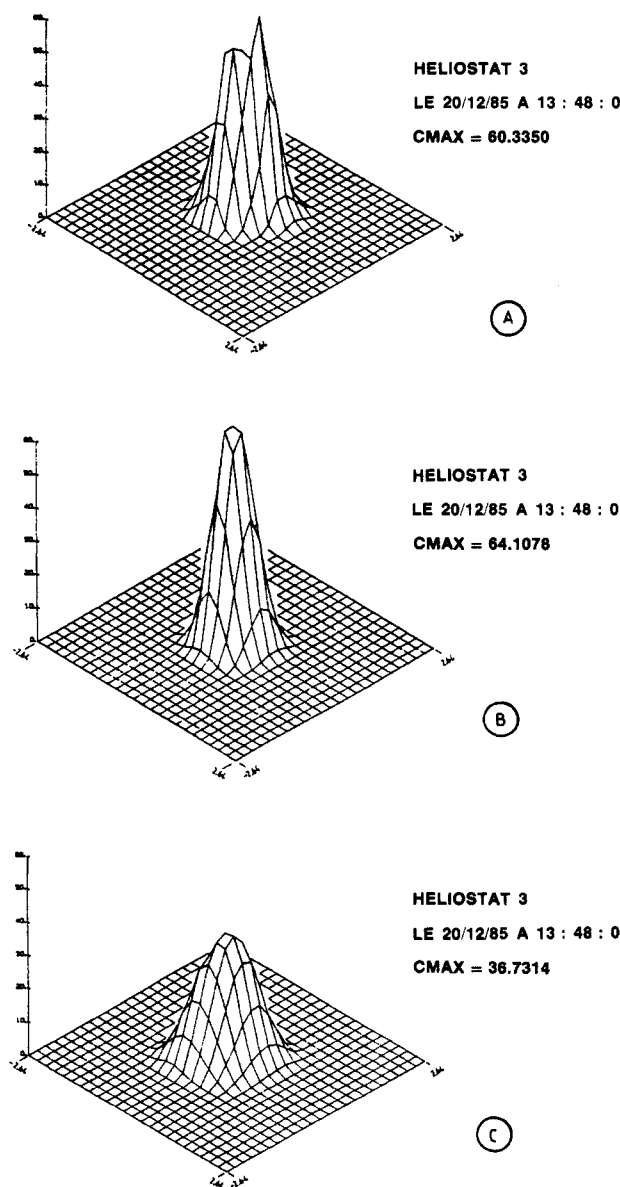


FIG. 12. — Répartitions de densité de flux formées par un héliostat focalisant : (A) expérimentales ; (B) théoriques avec erreurs de réglage ; (C) théoriques sans défauts de réglage.

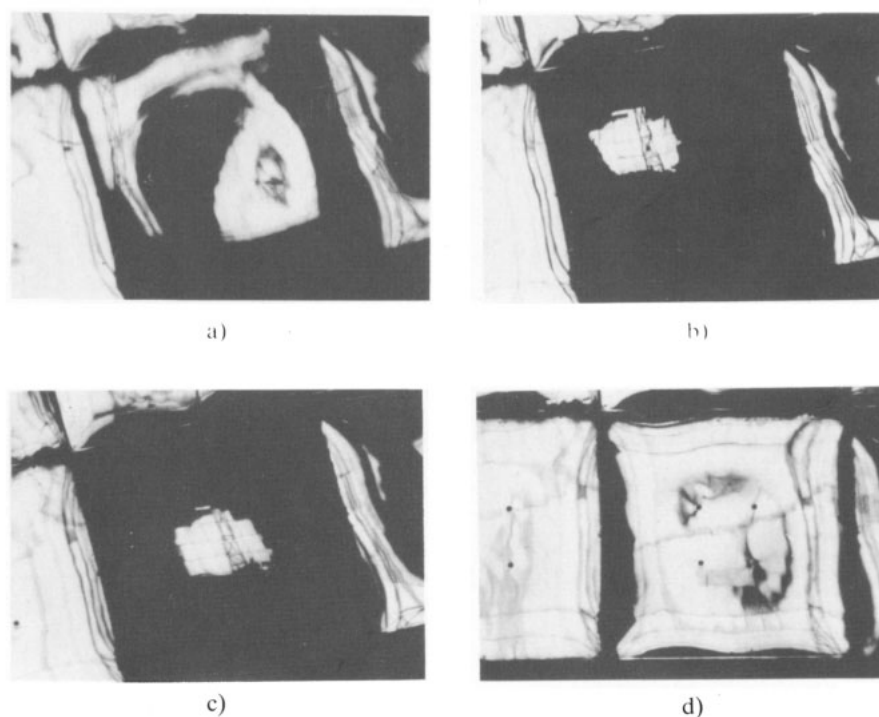


FIG. 13. — Répartitions de luminance vues du foyer du concentrateur de 1 000 kW.

qu'un diagnostic pour l'évaluation des performances des miroirs, puisqu'il n'est pas possible, à l'aide d'un appareil photographique, d'obtenir les courbes d'isoluminance formées sur la facette. De plus, la source lumineuse est l'image solaire réfléchiée par un héliostat, et présente donc elle-même de sérieuses discontinuités. Le développement d'une méthode permettant l'évaluation quantitative des réponses impulsionnelles des facettes est en cours. Son principe consiste à mesurer les déformations apparentes, à travers la facette placée au autocollimation, de l'image d'une grille régulière située dans le plan du trou de diamètre $2a$. On peut ainsi remonter à la distribution des normales sur la surface réfléchrice, et, de là, à sa réponse impulsionnelle.

6. — CONCLUSION

Les réponses impulsionnelles et les erreurs de réglage des facettes réfléchrices sont des paramètres indispensables à l'évaluation des performances énergétiques des surfaces qu'elles forment. Les méthodes que nous avons mises au point, bien que très simples et de résolution moyenne, constituent une base solide pour la réalisation d'un outil de diagnostic des grandes installations solaires. Il apparaît en effet que l'appareil photographique ne permet d'appréhender que les contours extérieurs des répartitions de luminance, c'est-à-dire les limites entre les zones éclairées

et les zones sombres, qui correspondent aux contours du disque solaire. En le remplaçant par exemple par une caméra numérique [1], et en jouant sur l'assombrissement aux bords du disque solaire, il deviendrait possible d'obtenir des courbes d'isoluminance intermédiaires à l'intérieur de zones complètement éclairées par le soleil. La réalisation d'un tel outil serait certes une étape importante pour la connaissance des installations solaires. Adapté convenablement, il pourrait permettre la mesure instantanée de défauts de réglage ou de pointage d'héliostats, de réponses impulsionnelles de facettes, et de leurs variations en fonction de facteurs tels que la vitesse du vent, la gravité, la température... Sans parler de transmission d'images, en temps réel, qui permettraient l'optimisation *in situ* des surfaces réfléchrices. Une nouvelle génération de méthodes de réglage des installations, plus souples, plus performantes, pourrait alors voir le jour.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] BRUMLEVE (T. D.), GIBSON (J. C.). — Measurement Challenges in Solar Central Receiver Systems. 7th Energy Technology Conference.
- [2] LE PHAT VINH (A.). — Répartition de l'énergie solaire au foyer d'un miroir parabolique. Calculs et étude expérimentale. Thèse de Doctorat d'Université, *Journal des Recherches du CNRS* 57, décembre 1961.
- [3] ALCAYAGA (O.). — Contribution à l'étude de la répartition de la densité de flux énergétique dans l'espace focal d'un

système concentrateur de rayonnement solaire. Thèse de Doctorat de 3^e cycle, Poitiers, novembre 1977.

- [4] BIGGS (F.), VITTITOE (C. N.). — The Helios model for the optical behavior of reflecting solar concentrators, SAND 76-0347 1979.
- [5] PETTIT (R. B.). — Characterization of the reflected beam profile of solar mirror materials, *Solar Energy*, vol. 19, pp. 733-741, 1977.
- [6] AVELLANER (J. A.). — Optical characterization of the facets of a heliostat, *Revue Phys. Appl.*, 15, pp. 169-173, 1980.
- [7] MACFEE (R. H.). — Power collection reduction by mirror surface nonflatness and tracking error for a central receiver solar power system, *Applied Optics*, vol. 14, n° 7, pp. 1493-1502, 1975.
- [8] HUGUES (R. O.). — Effects of tracking errors on the performance of point focusing solar collectors, *Solar Energy*, vol. 24, pp. 83-92, 1980.
- [9] HENAUULT (F.). — Concentration du rayonnement solaire par simple et double réflexion : contribution aux méthodes de réglage et de contrôle des surfaces réfléchissantes à facettes. Thèse de Docteur en Sciences, Université Paris XI, Orsay, juin 1987.
- [10] LIPPS (F. W.). — Four different views of the heliostat flux density integral, *Solar Energy*, vol. 18, pp. 555-560, 1976.
- [11] TROMBE (F.), LE PHAT VINH (A.). — Etudes théoriques sur la concentration du rayonnement solaire et procédés de mesure. Réalisations pratiques de la concentration du rayonnement solaire. *Cahiers AFEDES* 3, novembre 1971.

(Manuscrit reçu le 6 décembre 1988.)



© Masson, Paris, 1989

© 1989, Masson, Paris

Le Directeur de la Publication : D. CROTTI DE COSTIGLIOLE

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés réservés pour tous pays

Toute reproduction ou représentation intégrale ou partielle, par quelque procédé que ce soit, des pages publiées dans le présent ouvrage, faite sans l'autorisation de l'éditeur est illicite et constitue une contrefaçon. Seules sont autorisées, d'une part, les reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective, et d'autre part, les courtes citations justifiées par le caractère scientifique ou d'information de l'œuvre dans laquelle elles sont incorporées (loi du 11 mars 1957, art. 20 et 41 et Code pénal, art. 425).

Des photocopies payantes peuvent être réalisées avec l'accord de l'éditeur. S'adresser au : Centre Français du Copyright, 6 bis, rue Gabriel-Laumain, 75010 Paris. Tél. 48.24.98.30.

Wavefront sensor based on varying transmission filters: theory and expected performance

FRANÇOIS HÉNAULT*

CRAL—Observatoire de Lyon, 9 Avenue Charles André,
69561 Saint Genis Laval, France

(Received 3 January 2005)

The use of wavefront sensors (WFS) is nowadays fundamental in the field of instrumental optics. This paper discusses the principle of an original and recently proposed new class of WFS. Their principle consists in evaluating the slopes of the wavefront errors by means of varying density filters placed into the image plane of the tested optical system. The device, sometimes called ‘optical differentiation WFS’ is completed by a digital data-processing system reconstructing the wavefront from the obtained slopes. Various luminous sources of different wavelengths and spectral widths can be employed. The capacities of the method are discussed from the geometrical and Fourier optics points of view, then by means of numerical simulations. It is shown that the ultimate accuracy can be well below $\lambda/10$ and $\lambda/100$ peak-to-valley (PTV) and RMS respectively, provided that certain precautions are taken.

1. Introduction

The purpose of this paper is to discuss the principle of an original family of wavefront sensors (WFS), recently proposed by different authors. The use of such devices is fundamental in most domains of instrumental optics, where they can be employed in extremely different purposes and circumstances, e.g. measurement of single optical components, evaluation of an already integrated optical instrument, and calibration of systems where the wavefront quality evolves with certain physical parameters such as temperature or orientation of the gravity. A few metrology tools such as laser interferometers or Shack–Hartmann wavefront sensors are nowadays available and commonly used to realize quick and efficient measurements, but their commercial prices remain somewhat high. Wavefront errors (WFE) may also be rapidly varying with time, for example when propagated from space through turbulent layers of the terrestrial atmosphere and observed at the focus of ground telescopes: this is the astronomical ‘seeing’, which can be corrected by modern adaptive optics systems requiring specific and fast-frequency WFS. Thus the search for new WFE measurement methods still keeps its sense of importance.

The basic principle of this alternative class of wavefront sensors consists in evaluating the slopes of the WFE by means of varying density filters directly placed

*Email: henault@obs.univ-lyon1.fr

into the image plane of the measured optical system, as will be explained in the next section. The older and simpler of these spatial gradient filters is indeed the Foucault knife-edge [1], allowing the observation of a black and white image of the exit pupil of the tested optics. Because it only requires standard and inexpensive accessories, this technique widely spread in the field of instrumental optics and astronomy and still stays very popular among amateur astronomers. However the Foucault test is reputed for its limited ability to provide accurate and quantitative data: the produced ‘Foucaultgrams’ are only readable by experienced operators and only reveal low order aberrations. Following the development of modern computers, Wilson [2] looked for a direct inversion process between the Foucaultgrams and the wavefront errors $\delta(x, y)$ transmitted by the optical system. He demonstrated that such a relationship effectively exists, but is only applicable to wavefront defects of weak amplitude, thus considerably limiting the practical useful domain of the knife-edge test.

Let us mention briefly that due to progresses in electronics and computer technologies, some improvements of the Foucault test, susceptible to provide quantitative data, were proposed by different authors [3, 4]. The general idea consisted in determining, for every point M of coordinates (x, y) in the OXY exit pupil plane (see figure 1), which are the transverse aberrations $x'(x, y)$ and $y'(x, y)$ of the luminous ray emitted from M in the $O'X'Y'$ image plane. x' and y' are linked to the wavefront error $\delta(x, y)$ by the classical differential relationships [5]:

$$\begin{aligned} x'(x, y) &= D \frac{\partial \delta(x, y)}{\partial x}, \\ y'(x, y) &= D \frac{\partial \delta(x, y)}{\partial y}, \end{aligned} \quad (1)$$

where D is the distance from the exit pupil to the image plane. To determine the transverse aberrations, the knife-edge was displaced in the image plane following the X' and Y' axes until observing the sudden illumination or darkening of the point $M(x, y)$ on the exit pupil. In the field of adaptive optics for astronomy, these revisited versions of the Foucault test recently gave birth to a novel measurement device, the pyramidal wavefront sensor [6], where the displacement of the ‘knife-edge’ (becoming a four-faces glass pyramid) is replaced with a scanning mirror located in the instrument pupil. But it must be pointed out that most of these developments require mobile equipment and numerous series of pupil image acquisitions and processing. This often makes them time-consuming and difficult to implement, and is probably the reason why they remain rarely used in laboratories or in industry.

To overcome these limitations, different authors proposed to replace the knife-edge with varying transmission filters able to deliver fast, quantitative and accurate results. In 1972, Sprague and Thompson [7] suggested a linear ramp amplitude transmittance filter having the basic property of optically differentiating the objects under observation. Later, Hoffman and Gross [8] then Horwitz [9], proposed different filter shapes, respectively a ‘staircase’ Foucault knife and a ramp intensity transmission profile. Other filtering functions are obviously possible, but the formula from Sprague and Thompson probably remains the best known and most studied. However the aforementioned authors essentially aimed at improving the contrast of

phase-objects in the field of microscopy, and did not seem to realize the potential of their discoveries when applied to the measurement of the WFE of optical systems. The first wavefront sensor explicitly based on a gradient transmission filter was described by Bortz [10] in 1984, and a simplified version of this WFS was studied by Oti [11] in view of its application to adaptive optics. Finally a few experimental studies were conducted by some authors, leading to encouraging results [12–13].

What is the real potential of such ‘varying transmission filter’ devices for WFE measurements? Could they really be competitive with modern Shack-Hartmann or laser-interferometers? This paper attempts to bring some answers. The paragraph 1 shortly summarises the principle of this new class of wavefront sensors, as well as its theoretical basis following the formalism of geometrical and Fourier optics (section 3). The intrinsic accuracy of the method is evaluated by means of several numerical simulations presented in section 4. Finally, section 5 gives a brief conclusion about its capacities and future developments.

2. Description of the wavefront sensor

The general principle of the wavefront sensor is shown in figure 1. It consists of illuminating the optical system to be tested by a pinhole source of light. The source belongs to the object plane which can be placed at finite or infinite distance, respectively producing a spherical or flat reference wavefront at the entrance of the tested optics. The latter forms an image spot of the point source in the $O'X'Y'$ plane, widened and distorted under the influence of the defects and aberrations to be measured. A motionless filter of varying density, whose amplitude transmission varies linearly along the transverse X' axis, is then installed near the theoretical image point. The exit pupil of the optical system is imaged on a CCD camera by means of the relay optics represented on figure 1. We should then observe a distribution of grey-levels on the exit pupil, whose intensities are directly linked to the transverse aberration $x'(x, y)$ of the tested optical system.

The slopes of the wavefront error along X can be derived by means of a simple relationship: for example, the linear amplitude transmission filter of Sprague and Thompson may be expressed in the image plane as

$$t_A(x') = \frac{1 + x'/x'_1}{2}, \quad (2)$$

where x'_1 is the inverse of the filter slope. Combining equations (1) and (2) and evaluating the observed intensity $I_{Fx}(x, y)$ in the pupil plane easily leads to

$$I_{Fx}(x, y) = I_N \left[1 + \frac{D}{x'_1} \frac{\partial \delta(x, y)}{\partial x} \right]^2. \quad (3)$$

Here I_N is the uniform intensity measured in the pupil plane when the gradient filter is replaced by a uniform density of 50% amplitude transmission—which should

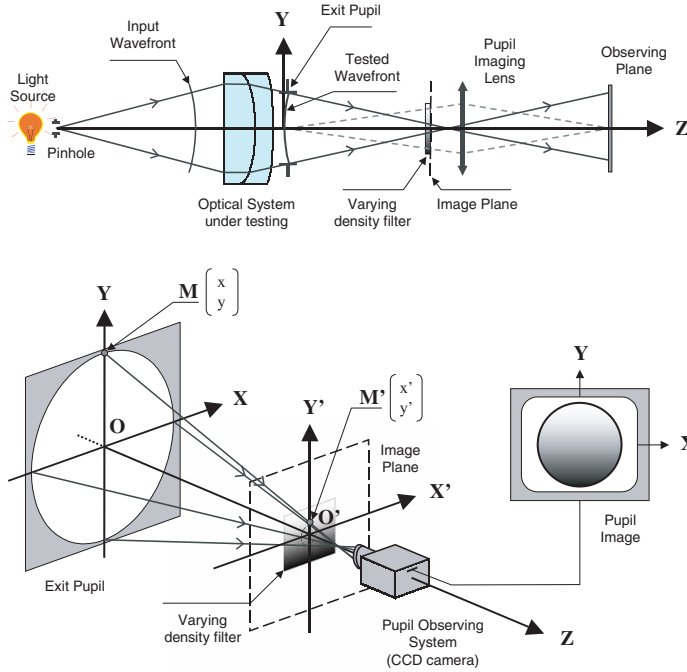


Figure 1. General principle of the wavefront sensor.

be seen as the photometric calibration procedure of the WFS. The inversion of the previous equation is straightforward and leads to a very simple relationship between the slopes of the wavefront and the observed intensities in the pupil:

$$\frac{\partial \delta(x, y)}{\partial x} = \frac{x'_1}{D} \{ [I_{Fx}(x, y)/I_N]^{1/2} - 1 \}. \quad (4)$$

The same operation can be repeated by turning the filter through 90° around the optical axis, thus allowing the estimation of the slopes along the Y axis through a similar relationship. The last step of the process finally consists of reconstituting the wavefront error $\delta(x, y)$ by double numerical integration from its slopes. For about the last thirty years, due to the developments of the Shack–Hartmann wavefront sensors based on micro-lens arrays, this final operation has been well mastered (see for example the paper written by Southwell [14], who described and compared several types of such phase reconstruction algorithms).

An important consequence of the basic relation (4) is that it does not depend on the wavelength λ of the considered light source. Indeed the wavefront error $\delta(x, y)$ is here expressed in terms of micrometres, so that its partial derivatives with respect to x and y are homogeneous to angles (expressed in radians), whereas the normalized distribution of intensity $I_{Fx}(x, y)/I_N$ is dimensionless. It can be concluded that if the optical system to be measured is not affected itself by chromatic aberrations, the method can be employed using wide

spectrum (or white light) sources, whose energy contribution should allow one to obtain high signal-to-noise ratios (SNR) and as a consequence an improved measurement accuracy.

Up to now we have followed a simple approach based on elementary considerations of geometrical optics. It is now worthwhile to provide a more rigorous theory of the method, based on the formalism of Fourier optics. This is the scope of the next section.

3. Fourier optics analysis

Let us note $B_R(x, y)$ the bidimensional amplitude transmission function in the pupil, uniformly equal to 1 inside a circle of radius R and zero outside of this circle—this is the ‘pillbox’ or ‘top-hat’ function. If λ is the wavelength of the incoming light (assumed to be monochromatic), the wave emerging from the tested optical system can be written at the exit pupil:

$$A_P(x, y) = B_R(x, y) \exp [i2\pi\delta(x, y)/\lambda], \quad (5)$$

where $\delta(x, y)$ is the wavefront error already defined in section 1. Classically, the generated wave $A'_P(x', y')$ in the image plane is obtained by Fourier transformation of $A_P(x, y)$:

$$\begin{aligned} A'_P(x', y') &= FT[A_P(x, y)] \\ &= \iint_{x, y} B_R(x, y) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \delta(x, y) - i2\pi(ux + vy) \right] dx dy \\ &= C(u, v) \end{aligned} \quad (6)$$

with $u = x'/\lambda D$, $v = y'/\lambda D$ and $C(u, v)$ is a complex function whose modulus (in arbitrary units) and phase (in radians) is proportional to the diffracted wave. Then the expression of the wave amplitude $A'_{F_x}(x', y')$ transmitted by the linear filter of equation (2) placed in the image plane will be

$$A'_{F_x}(x', y') = B_{u_0}(u) t_A(u) C(u, v) = B_{u_0}(u) \frac{1 + u/u_1}{2} C(u, v), \quad (7)$$

where $u_0 = x'_2/\lambda D$, $u_1 = x'_1/\lambda D$ and $B_{u_0}(u)$ is the ‘boxcar’ function of half-width u_0 , equal to 1 if $-u_0 \leq u \leq +u_0$ and to 0 everywhere else. This function corresponds to the useful area of the filter, while the multiplying factor $t_A(u)$ stands for its linear amplitude variation. The latter is displayed in figure 2, accompanied by a limited choice of alternative transmitting functions. It must be noted that the case when $|u_1| < |u_0|$ (or correspondingly $|x'_1| < |x'_0|$) is perfectly conceivable from a mathematical point of view. However this would imply the practical realization of filters whose transmissions are either negative or higher than 100%. We shall then assume

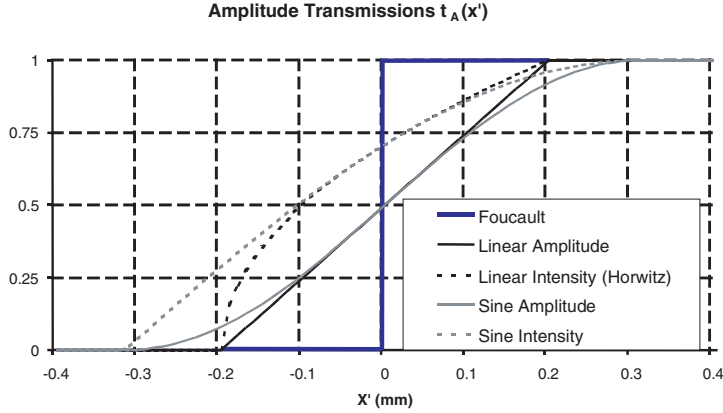


Figure 2. Profiles of some typical varying density filters ($x'_1 = 0.2$ mm).

that the transmission must always stay between 0 and 1 whatever the parameter x'_1 is, as can be seen in figure 2.

The expression for the complex amplitude distribution $A_{Fx}(x, y)$ in the exit pupil plane after spatial filtering is then equal to the inverse Fourier transform of $A'_{Fx}(x', y')$:

$$\begin{aligned} A_{Fx}(x, y) &= FT^{-1}[A'_{Fx}(x', y')] \\ &= \int \int_{u, v} B_{u_0}(u) \frac{1 + u/u_1}{2} C(u, v) \exp[i2\pi(ux + vy)] du dv, \end{aligned} \quad (8)$$

which can be rewritten as

$$A_{Fx}(x, y) = FT^{-1}\left[\frac{1 + u/u_1}{2} C(u, v)\right] \otimes 2u_0 \text{sinc}(2\pi u_0 x), \quad (9)$$

where the symbol \otimes denotes a convolution product with the sine cardinal function, which is the well-known Fourier transform of the boxcar function. Then, from relations (5) and (6) and by using the derivation theorem stating that

$$FT^{-1}[u C(u, v)] = \frac{1}{2i\pi} \frac{\partial}{\partial x} \{FT^{-1}[C(u, v)]\} \quad (10)$$

an analytical expression of $A_{Fx}(x, y)$ can finally be deduced:

$$\begin{aligned} A_{Fx}(x, y) &= \frac{1}{2} \left[\left\{ B_R(x, y) + \frac{D}{x'_1} B_R(x, y) \frac{\partial \delta(x, y)}{\partial x} - i \frac{\lambda D}{2\pi x'_1}, \frac{\partial B_R(x, y)}{\partial x} \right\} \right. \\ &\quad \left. \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} \delta(x, y)\right] \right] \otimes \frac{2x'_0}{\lambda D} \text{sinc}\left(\frac{2\pi x'_0 x}{\lambda D}\right) \end{aligned} \quad (11)$$

and the observed intensity $I_{Fx}(x, y)$ in the pupil image is equal to the square modulus of $A_{Fx}(x, y)$. However, it already appears that the latter formula will not allow one to retrieve the simple relationship (3) predicted by geometrical optics, unless three assumptions are made.

- (a) Assumption no. 1: $B_R(x, y)$ is defined as the amplitude transmission function of the pupil, uniformly equal to 1 inside its useful area, and to 0 elsewhere. But in reality only the inner region of the pupil (where we seek to estimate the wavefront errors) presents some interest here. When restricted to this area, $B_R(x, y)$ can simply be written as $B_R(x, y) = 1$.
- (b) Assumption no. 2: the partial derivative $\partial B_R(x, y)/\partial x$ of the transmission function is uniformly equal to zero in the whole pupil plane, with the exception of the ring surrounding and defining the useful pupil area, where it will be equal to $-\infty$ or $+\infty$ (these are indeed positive or negative Dirac functions as illustrated in figure 3). Eliminating this circular contour over a one-pixel width should allow us to consider the partial derivative to be equal to zero everywhere else within the computing area.
- (c) Assumption no. 3: finally, we must neglect the effect of the convolution product with the sine cardinal function. This approximation is all the more valid as x'_0 tends toward infinity and the sine cardinal becomes similar to a Dirac distribution. Practically, it implies that the spatial filter has infinite dimensions.

Hence when the three previous assumptions are verified, relations (3) and (4) can easily be recovered from Fourier optics theory. Unfortunately the third hypothesis is not acceptable from a practical point of view: first, because an infinite value of x'_0 is neither realistic nor desirable (since its optimal figure depends on the pupil sampling); secondly, because the convolution product of the sine cardinal function of width $\lambda D/x'_0$ with the Dirac functions, from which $\partial B_R(x, y)/\partial x$ is composed (see figure 3), will generate high spatial frequency oscillations spreading over the whole pupil area. This effect is illustrated in figure 4 and clearly differs from the Gibbs phenomenon that is familiar to fast Fourier transform users. Moreover,

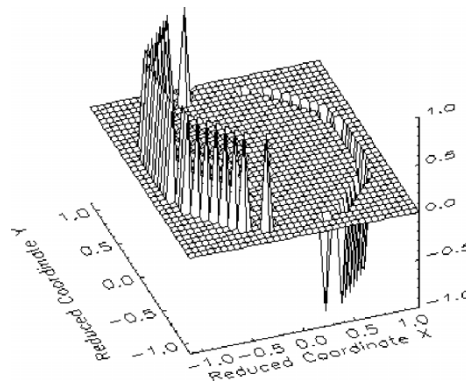


Figure 3. Partial derivative of the pupil transmission function along the X axis.

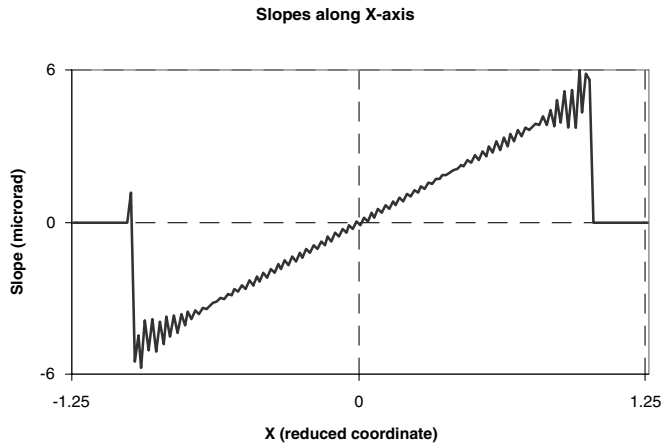


Figure 4. An example of reconstructed slope along the X axis (case no. 1, pure defocus).

relation (11) shows that this crossed convolution term is proportional to $1/x'_1$, meaning that the resultant errors are increasing with the slope of the varying density filter. Conversely, most of the quoted authors reasonably stated that the best results should be obtained with high filter slopes since the contrast of the pupil image will be improved. Therefore a compromise must be found between both adverse tendencies.

In summary, we have established that in theory the proposed method suffers from an intrinsic (or 'bias') measurement error. According to Fourier optics, the slopes along the X axis cannot be estimated exactly when applying the basic relationship (4) predicted by geometrical optics. Obviously, this is also true for the slopes along the Y axis and the final reconstructed wavefront as well. In other words, even when using a perfect experimental apparatus the retrieved WFE should never be equal to the one originally transmitted by the tested optical system. The above-mentioned assumption no. 2 suggests that this bias error can be minimized when reducing the radius of the pupil by one sampling point, but a residual inaccuracy will remain, which is proportional to the slope of the gradient amplitude filter. Having brought to light this difficulty, we shall now estimate what is the inherent measurement error of the method, in order to compare it to the typical performance of other current types of WFS. Numerical simulations seem to be the most appropriate for this purpose, and are described in the following section.

4. Numerical simulations

In order to assess the performance of the WFE measurement method studied, we developed an IDL computer program allowing various numerical simulations, based on the major steps listed below.

- (1) Firstly, the wavefront error $\delta(x, y)$ to be measured is imported from an external file. It is considered as the reference to be finally compared with the

reconstructed wavefront in step no. 10. Four different ‘typical’ reference cases were considered, as described hereafter.

- (2) The partial derivatives of the reference WFE along the X and Y axes are then calculated by the subroutines incorporated within IDL. They will serve as reference for an eventual comparison with the slope estimations obtained in step no. 7.
- (3) The complex amplitude distribution $A_p(x', y')$ in the image plane is evaluated using the direct Fourier transform in equation (6).
- (4) $A_p(x', y')$ is multiplied by the varying density filter following relation (7). This step is performed for two different orientations of the filter, respectively along the X and Y axes.
- (5) According to relation (8), the complex amplitude distributions in the pupil image plane are computed by inverse Fourier transformations.
- (6) Then the observed intensities $I_{Fx}(x, y)$ and $I_{Fy}(x, y)$ are obtained by multiplying the amplitude distributions by their complex conjugates.
- (7) From the observed intensities and their calibration factor I_N , the WFE slopes are computed by applying the basic relation (4) along both the X and Y axes.
- (8) Then the pupil rim is eliminated from the slope maps over a one-pixel width, by means of a simple multiplication with a ‘pupil mask’ map that has been pre-computed and stored in an external file. The mask also takes into account an eventual central obturation of the pupil.
- (9) The wavefront error is reconstructed by applying one of the algorithms described by Southwell [14]: here we selected the ‘zonal reconstruction of type A' ’ mentioned in his paper.
- (10) Finally, the reconstructed wave is compared with the original WFE $\delta(x, y)$, and their bidimensional difference map is evaluated.

It must be highlighted that the accuracy of the phase retrieval procedure was systematically verified by means of the reference slope maps calculated at step no. 2, so that it was checked that the intrinsic errors of this algorithm are negligible with respect to those of the studied measurement method. Four types of reference WFEs are considered here, as shown in figures 5 and 6.

- (a) Case no. 1: this is a ‘pure defocus’ error, meaning that the optical system to be tested can be considered as perfect (or diffraction-limited), but that its image plane—or the measurement device itself—is slightly shifted along the Z optical axis. In that case the WFE presents a spherical shape and its slopes should be linear along the X and Y axes.
- (b) Case no. 2: these are low spatial frequency defects (for example astigmatism or coma aberrations), engendered either by polishing errors and mechanical deformations of the optical components, or by an imperfect alignment of the whole optical system.
- (c) Case no. 3: here the defects are of high spatial frequency and were measured on a real manufactured mirror. The errors are essentially due to imperfect polishing and deformations of the optical surface near the three mechanical attachment points

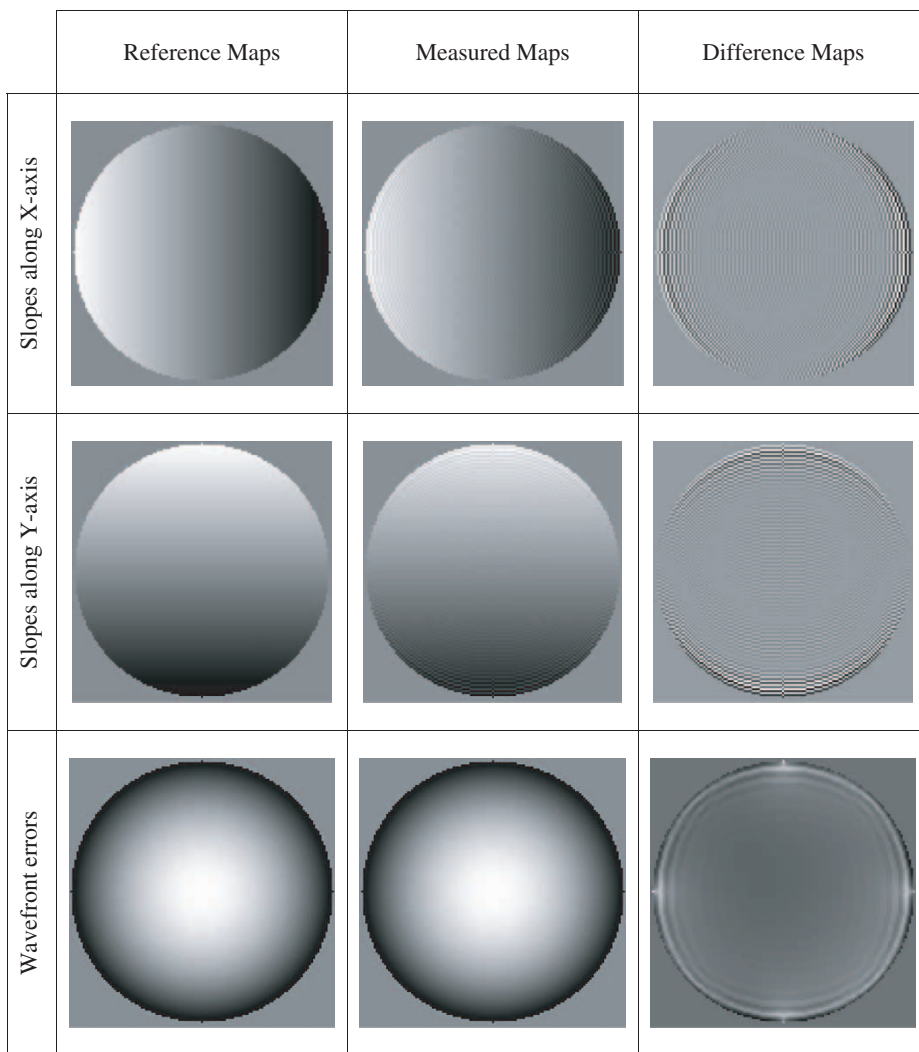


Figure 5. Reference, measured and difference slope maps along the X (upper row) and Y axes (middle row) obtained for a pure defocus. The corresponding WFEs are shown on the bottom (grey-levels are scaled to PTV values).

- (d) Case no. 4: these are random defects, representative of the optical path disturbances engendered by turbulent atmospheric layers during ground-based astronomical observations.

Simulations were applied to an optical system of exit pupil diameter $2R = 500$ mm and where the distance D to the image plane is 5 m, thus having an equivalent aperture number of 10. The wavelength λ of the monochromatic light is always taken equal to $0.6328 \mu\text{m}$. Other input parameters are summarized in table 1. The results obtained are illustrated by two series of image strips represented in

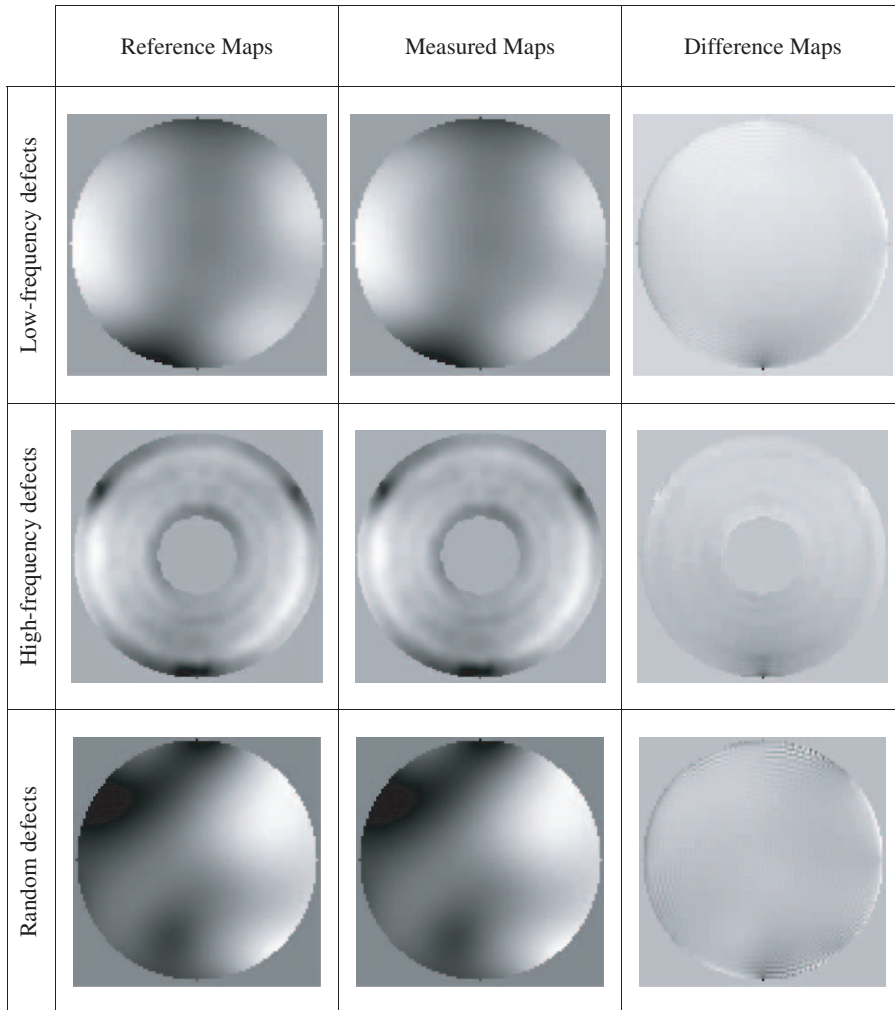


Figure 6. Reference, measured and difference WFE maps in the case of low-frequency (upper row), high-frequency (middle row) and random defects (bottom row). Grey-levels are scaled to PTV values.

figures 5 and 6. Their purpose is essentially illustrative, whereas the obtained values are compiled in table 1.

In table 1, for each of the four considered cases, the PTV and RMS values of their reference, reconstructed and difference maps are indicated, as well as a global estimate of the error percentages, which is a raw indicator of the precision of the method. It must be pointed out that only optimal results are shown here, meaning that:

- (a) the half-width x'_0 of the boxcar function in the image plane is adjusted to the pupil sampling according to classical rules of Fourier transforms;

Table 1. Simulation results for different wavefront errors.

		Case no. 1: Pure defocus	Case no. 2: Low spatial frequency defects	Case no. 3: High spatial frequency defects	Case no. 4: Random defects
Input	Pupil sampling	129×129	99×99	129×129	99×99
parameters	x'_0 (mm)	0.4	0.31	0.4	0.31
	x'_1 (mm)	0.15	0.3	0.4	0.3
Reference maps	PTV (λ)	0.956	1.675	1.258	3.351
	RMS (λ)	0.275	0.324	0.196	0.916
Measured maps	PTV (λ)	0.957	1.673	1.270	3.351
	RMS (λ)	0.275	0.324	0.197	0.916
Difference maps	PTV (λ)	0.008	0.023	0.071	0.015
	RMS (λ)	0.001	0.002	0.005	0.001
Error ratio	PTV (%)	0.9	1.4	5.6	0.5
	RMS (%)	0.2	0.5	2.7	0.1

- (b) for each different WFE, we have determined the optimal ratio x'_1/x'_0 minimizing the residual measurement errors;
- (c) and finally, the pupil rim is systematically eliminated from the computing area by means of the ‘pupil mask’ mentioned in step no. 8 of the WFE retrieval procedure.

At first glance, the numerical results presented in table 1 seem fairly good, indicating that the absolute precision obtained on the reconstructed WFEs is very high. For example in the case of a pure defocus of one-wavelength amplitude (case no. 1), the intrinsic error of the method is estimated around $\lambda/120$ and $\lambda/1700$ in the PTV and the RMS sense respectively. Other figures remain quite satisfactory even in the case of much more complicated surface shapes such as the high spatial frequency defects (case no. 3), which was deemed as the most unfavourable. In fact the estimated accuracy is always better than $\lambda/10$ PTV and $\lambda/100$ RMS while the error ratios stay within a few percent. It should then be concluded that the proposed method actually is competitive with other current wavefront measurement techniques, such as phase-shifting interferometry or Shack–Hartmann sensors. However a few restrictions should be highlighted.

- (a) First, the removal of the pupil rim strongly benefits the inherent measurement error of the method: our simulations showed that the gain factor varies between three and ten, depending on the WFE considered. This means that the performance is sensibly decreased on the full pupil.
- (b) Secondly, these errors are closely related to x'_1 as predicted in the section 3: small figures of x'_1 (equivalent to high filter slopes) lead to a dramatic performance loss due to the diffraction of the filter, while moderate slopes also tend to decrease the measurement accuracy—although in a slower proportion. Table 1 also shows that the optimal figures of x'_1 depend on the wavefront errors being measured themselves: as a rule of thumb, the best results are obtained when x'_1 and x'_0 are of the same order of magnitude.

Table 2. Simulation results for different filter shapes (case no. 1).

		Linear amplitude	Linear intensity (Horwitz)	Sine amplitude	Sine intensity
Reference maps	PTV (λ)	0.956	0.956	0.956	0.956
	RMS (λ)	0.275	0.275	0.275	0.275
Measured maps	PTV (λ)	0.957	0.962	0.956	0.958
	RMS (λ)	0.275	0.275	0.275	0.275
Difference maps	PTV (λ)	0.008	0.020	0.010	0.010
	RMS (λ)	0.001	0.002	0.001	0.001
Error ratio	PTV (%)	0.9	2.1	1.0	1.0
	RMS (%)	0.2	0.6	0.2	0.2

- (c) Finally, it must not be forgotten that these simulations are only applicable to a pinhole source of light, while real sources generally have a weak spatial area that should naturally smooth the measured slopes and reduce their high frequency components. However, this effect could either be favourable or detrimental to the method, depending on the WFE to be measured.

Having developed the detailed numerical model of a wavefront sensor based on a linear amplitude transmission filter naturally led us to consider other filter shapes, such as the Horwitz formula [9] or the never mentioned sine transmission functions (both in amplitude or intensity) represented in the figure 2. In particular, the Horwitz and sine intensity profiles seem of particular interest, since their practical realization could be much easier (the linear intensity filter of Horwitz is a standard and not very expensive component: on the other hand, sine intensity profiles could be efficiently produced by means of holographic techniques). Such alternative filters can be modelled quite easily by simply adjusting the reference formulae (2) and (4) in our computer code. The results of this comparison are given in table 2 for a one-wavelength defocus (case no. 1). They show that the measurement accuracy tends to decrease by a factor 2.5 when using the linear intensity filter, while it is not significantly modified by the sine transmission filters.

Finally, this set of numerical simulations allowed us to estimate the intrinsic measurement error of the method in a few typical cases of wavefront errors and filter shapes. The results obtained look very promising and show that the achievable accuracy is comparable with the best currently available technologies (laser interferometers, Shack–Hartmann sensors), provided that certain precautions are taken (e.g. pupil rim removal or filter slope adjustment).

5. Conclusion

In this paper was discussed the theory and expected performance of a new class of wavefront sensors recently proposed by different authors. Basically derived from the Foucault test, their principle consists in evaluating the slopes of the wavefront

emerging from a tested optical system by means of varying density filters placed into its image plane. A software tool reconstructing the WFE from its slopes completes the system. One decisive advantage of the method is the fact that light sources of different wavelengths or spectral widths can be employed. Also, sources of extended spatial area may be used within certain limits, as long as the resolution in the exit pupil of the optical system remains acceptable. Finally, different wavefront reconstruction algorithms compatible with real-time or *a posteriori* data processing can be integrated into the wavefront sensor.

We showed that the proposed method can be envisaged following two different approaches. On one hand, elementary considerations of geometrical optics lead to a straightforward inversion formula between the intensity observed on the exit pupil and the wavefront slope, which has been adopted by most of the authors. On the other hand, Fourier optics theory provides a more complicated relationship, taking into account the diffraction effects generated by the filter slope and its limited size, and thus evidences strong distortions at the pupil rim. Therefore it appeared that the method suffers from an intrinsic measurement error, which was estimated through an extensive set of numerical simulations described in section 4. From them a few important lessons were learned.

- (a) First, the removal of the pupil rim from the computing area is crucial to the performance of the method.
- (b) Secondly, the optimal filter slope $1/x'_1$ results from a careful compromise between the contrast of the observed intensities and the natural effects of diffraction.
- (c) When both previous conditions are fulfilled, simulations show that the intrinsic measurement error is well below $\lambda/10$ PTV and $\lambda/100$ RMS, which is comparable with the best currently available wavefront measuring techniques.
- (d) Finally, various filter shapes can be envisaged. The most promising might be the sine intensity filter, which combines the advantages of a good performance and an affordable realization process.

Hence the ultimate potential of this alternative class of wavefront sensors has been demonstrated, and clearly delimited. The next steps will logically consist of a thorough analysis of the instrumental errors (including in particular the spatial area and coherency of the light source, spatial non-uniformity of the incident beam, noises and nonlinearity of the CCD detector, etc.) and the practical realization of a WFS prototype allowing the experimental assessment of its real performance.

References

- [1] L. Foucault, Ann. Observatoire Paris **5** 197 (1859).
- [2] R.G. Wilson, Appl. Opt. **14** 2286 (1975).
- [3] E.M. Granger, Proc. SPIE **429** 174 (1983).
- [4] D.E. Vandenberg, W.D. Humbel and A. Wertheimer, Opt. Eng. **32** 1951 (1993).
- [5] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th edn (Pergamon, London, 1980).
- [6] R. Ragazzoni, J. Mod. Opt. **43** 289 (1996).

- [7] R.A. Sprague and B.J. Thompson, Appl. Opt. **11** 1469 (1972).
- [8] R. Hoffman and L. Gross, Appl. Opt. **14** 1169 (1975).
- [9] B.A. Horwitz, Appl. Opt. **17** 181 (1978).
- [10] J.C. Bortz, J. Opt. Soc. Am. A **1** 35 (1984).
- [11] J.E. Oti, V.F. Canales and M.P. Cagigal, Opt. Express **11** 2783 (2003).
- [12] T. Szoplik, V. Climent, E. Tajahuerce *et al.*, Appl. Opt. **37** 5472 (1998).
- [13] H. Furuhashi, K. Matsuda and C.P. Grover, Appl. Opt. **42** 218 (2003).
- [14] W.H. Southwell, J. Opt. Soc. Am. **70** 998 (1980).

CRAL activities on advanced image slicers: Optical design, manufacturing, assembly, integration and testing

Florence Laurent ^{a,b,*}, François Hénault ^a, Pierre Ferruit ^a, Eric Prieto ^c, Daniel Robert ^a,
Edgard Renault ^a, Jean-Pierre Dubois ^a, Roland Bacon ^a

^a CRAL – Observatoire de Lyon, 9 Avenue Charles André, 69561 Saint-Genis-Laval, France

^b Cybernétix SA, 306 Rue Albert Einstein BP 94, 13382 Marseille, France

^c Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Traverse du Siphon, 13376 Marseille, France

Available online 31 March 2006

Abstract

A research and development activity on image slicer systems for integral field spectroscopy has grown in the last years. It allows the simultaneous observation on the same detector matrix of two-dimensional sky maps and a spectral decomposition of light reducing the observation times. Today, image slicers lead to possible applications on future instrumentation for ground-based and space telescopes, covering a spectral domain ranging from blue to mid-IR wavelengths. Since 2001, the Centre de Recherche Astronomique de Lyon has designed, manufactured, integrated and tested three different prototypes using advanced image slicers.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 95.75.Fg; 06.20.-f; 42.15.Eq; 42.87.-d

Keywords: Spectroscopy; Metrology; Optical system design; Optical testing techniques

Contents

1. Introduction	346
2. 2002 – A prototype for the NIRSpec IFU	347
3. 2003 – The “ESA” prototype	348
4. 2004 – The “MUSE” prototype	348
5. Conclusion	350
References	350

1. Introduction

The Centre de Recherche Astronomique de Lyon (CRAL) has a long expertise in integral field spectrographs (IFS) based on micro-lens arrays. Since around three years,

we have undertaken several studies about glass image slicers, which are reputed for their superior packing efficiency on a CCD detector. Hence, three prototypes were constructed and extensively tested in our optical laboratory. Herein, they are presented in chronological order (namely the NIRSpec IFU in Section 2, the “ESA” prototype in Section 3, and the “MUSE” prototype in Section 4), while the major progress realized between each step are highlighted.

* Corresponding author.

E-mail address: laurent@obs.univ-lyon1.fr (F. Laurent).

2. 2002 – A prototype for the NIRSpec IFU

In 2001–2002, a group of French research institutes and industrial companies, among which the Laboratoire d’Astrophysique de Marseille (LAM), the CRAL and Cybernétix SA (Marseille, France), proposed to implement an integral field unit (IFU) in the NIRSpec instrument for the James webb space telescope (JWST). The proposed, high spatial and spectral resolution IFU mode would have a $2'' \times 2''$ field of view (FoV) sampled at $0.05''$ and a spectral resolution around 3000. To minimize costs and design impacts, this IFU was especially conceived to use the same spectrograph and detector than the main mode of NIRSpec, which is a multi-object spectrograph (MOS) mode. Based on a preliminary optical design provided by LAM (Prieto et al., 2003), a first IFU prototype was built (see its major characteristics in Table 1). All the optical elements were made of Zerodur glass (reputed for its low coefficient of thermal expansion) and manufactured by Cybernétix using standard polishing tools. Each individual mirror was measured with the help of interferometers and profile measurement devices. Then the assembly of the slices stack was carried out by molecular

adhesion as depicted in Fig. 1. A reference cube is held in a support equipped with three rectified vertical pins defining three contact points for each individual slice. Thanks to high quality of the reference optical and mechanical surfaces, the slices are bound through optical contact. After each molecular adhesion, the back and top surfaces of the stack are controlled with the interferometer.

Another core component of this IFU is the pupil mirror row constituted of 10 off-axis spherical mirrors (see Fig. 2). Here, again the small mirrors are individually manufactured and controlled before assembly. Then, they are positioned along a Zerodur bar thanks to a retractable reference comb (made in Invar by electro-erosion process) and optically contacted to the glass bar. However, due to the limited dimensions of the adherence area, this method did not allow to fulfill our alignment requirements. The pupil mirrors were finally glued on the Zerodur bar, leading to sensibly improved results.

All the IFU components were integrated, aligned and controlled on a specific optical test-bench located in CRAL laboratory, in order to check top-level requirements. This led us to develop a general test methodology that is applicable to most types of image slicers.

Table 1

Some characteristics of the three tested image slicers

	NIRspec IFU	ESA prototype	MUSE prototype
Nominal slices number	42	30	38
Number of real tested slices	10	5	12
Slicer magnification ratio	0.148	0.082	0.043
Individual slice dimensions (mm)	18.9×0.9	27×0.9	81×1.59
Slices aspect ratio	21	30	51
Slices alignment requirements (arcsec)	60 (goal 30)	30	9
Full slicing area (mm ²)	714	729	4894
Pupil/field optics dimensions (along slit) (mm)	3.04	2.75	7.33
Total number of IFUs to be built	1	2×4	24

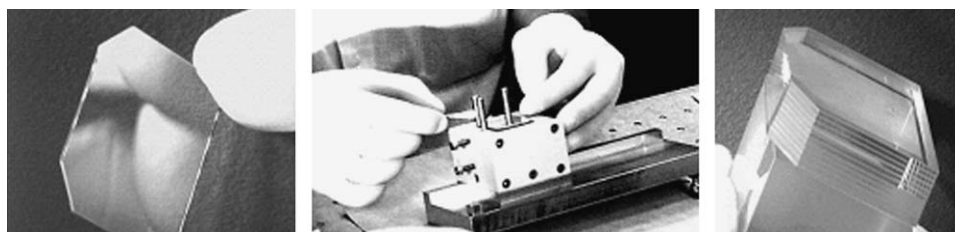


Fig. 1. Slice stack assembly. Individual slice (left), assembling tool (centre) and assembled stack (right).

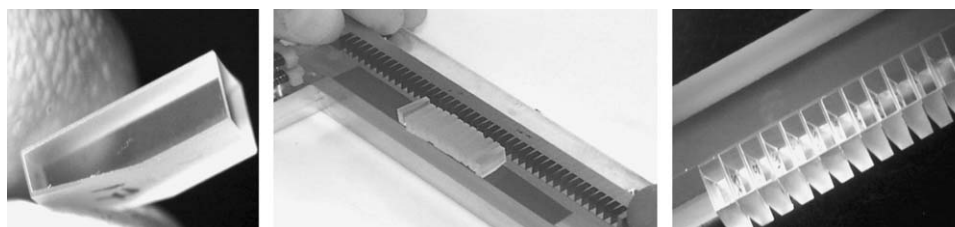


Fig. 2. Pupil mirror row. Single mirror (left), assembling tool (centre) and assembled row (right).

- First, angular errors of the slicer are evaluated in the pupil mirror plane, allowing accurate measurement of its manufacturing and assembly errors
- Then, the position, size and shape of the image slit (often called “pseudo-slit”) are estimated in the slit mirror plane. At the same time, the slicer magnification and image quality of the slice-slit imaging can be evaluated on the whole FoV of the system (for example by means of its point spread functions – PSF)
- Finally, measurements of the size of the global exit pupil are carried out at the spectrograph entrance pupil plane.

The major results obtained on the prototype of the NIRSpec IFU are described in [Laurent et al. \(2004\)](#). The most spectacular of them are reproduced in [Fig. 3](#), where one can see the intermediate images of the telescope pupil and the pseudo-slit arrangement at the entrance of the spectrograph. Although the original specification is hardly achieved (see for example the small gap between slits no. 3 and 4), it must be emphasized that this prototype could already have been integrated into an operational instrument, since no crosstalk can be observed between adjacent slits, and image quality fully complies with the requirements.

3. 2003 – The “ESA” prototype

In 2003, the European space agency (ESA) signed a contract with a consortium composed of LAM, CRAL and the University of Durham in order to manufacture and test a new slicer prototype for the NIRSpec instrument. Here, the idea was not to add a small IFU to the MOS mode (as in the previous section), but to study the feasibility of replacing the MOS with a wide IFU mode. The latter has a $40'' \times 40''$ FoV sampled at $0.2''$ and covers the $1\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ spectral domain at a resolution around 100. To achieve this, four pairs of slicing-mirror stacks (and as many pupil and slit-mirror rows) were necessary ([Lefèvre et al., 2000](#)). Due to funding and schedule limitations however, it was decided that the prototype would include a single stack

of 30 slicing mirrors. Furthermore, only 10 of them would be optically active (i.e., spherical off-axis), the 20 remaining pieces being flat “dummy” slices located at the bottom of the stack in order to validate the complete assembling process.

LAM defined the optical design and manufactured the mechanical structure, which was controlled on their Coordinates Measurement Machine (CMM). All the optical components were manufactured and assembled by Cybernétix. Based on our experience acquired on the first IFU, several important improvements were brought to the realization process (see [Fig. 4](#)). First, the three cylindrical rods of the stack assembling tool were replaced with a new tool providing accurate, lateral and back reference optical planes during the stacking operation, hence significantly reducing the slices angular errors. Secondly, the pupil and slit mirrors were optically contacted on their lateral faces, and held between three Zerodur bars on their respective rows. This ensured an improved assembling accuracy, without the need of gluing the mirrors. The slices stack and mirror rows were then integrated and aligned on the mechanical structure, and shipped to CRAL for final optical testing.

The complete test results can be found in [Laurent et al. \(2004\)](#). In [Fig. 5](#), the telescope pupil images in the pupil mirror plane (it can be noted that one mirror was damaged during transport) and the obtained pseudo-slit are shown. All the IFU optical characteristics were compliant with their requirements. The prototype was then tested in cryogenic environment at the Durham University, where no misalignments were observed at 50 K temperature. It was later successfully submitted to rocket launch vibrations levels in LAM facility, consequently demonstrating that the technology is space-qualified.

4. 2004 – The “MUSE” prototype

MUSE (multi unit spectroscopic explorer) is a second generation IFS proposed by CRAL – leading a consortium of seven European institutes – to the European Southern

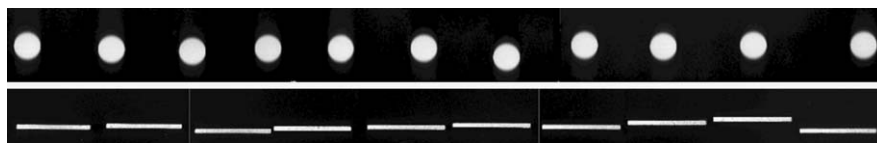


Fig. 3. Measurements in pupil mirror plane (top) and slit mirror plane (bottom).

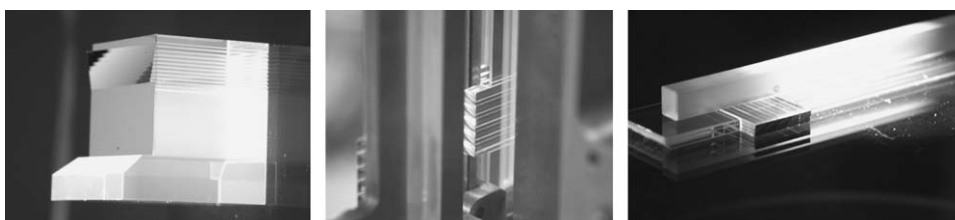


Fig. 4. ESA prototype components. Slice stack (left), pupil mirror row (centre) and slit mirror row (right).

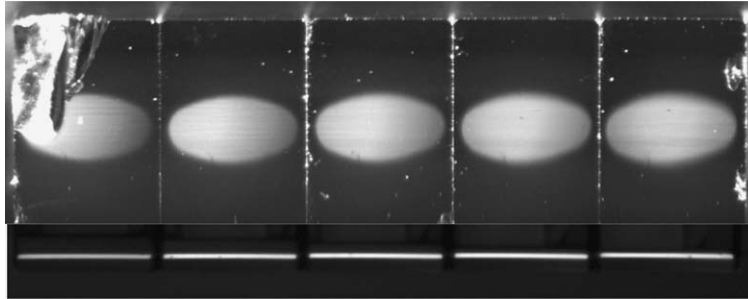


Fig. 5. ESA prototype measurements. Pupil mirror plane (top) and slit mirror plane (bottom).

Observatory (ESO) for the VLT. MUSE combines a $1' \times 1'$ FoV with a spectral resolution going to 3000 and a spatial resolution of $0.2''$ provided by a sophisticated ground-layer adaptive optics system. MUSE operates in the visible and near IR wavelength range ($0.465\text{--}0.93\ \mu\text{m}$). It is composed of 24 identical IFUs, whose characteristics probably make them the most difficult ever-realized (see Table 1). During the feasibility study (2003–2004), a slicer prototype has been designed, manufactured and tested by the CRAL.

One major feature of the optical design is that the MUSE slicer is made of a combination of slicing mirrors and mini-lens arrays (MLA). This allows an improved image quality, on one hand, and to replace the costly pupil and slit mirror rows with a set of mini-lenses having the same geometrical characteristics, on the other hand. It was shown that this design is equivalent to the classical three-mirror arrangement, provided that the slice stack is placed at the focus of a collimating lens inserted between the stack and the MLAs (Hénault et al., 2004). On this prototype, the stack was composed of 38 slices, divided into 12 optically repre-

sentative off-axis spherical mirrors (distributed into three groups of four adjacent slices located at the bottom, centre and top of the stack, see Fig. 6) and 26 dummy flat mirrors. Once again, the slice stack was manufactured and assembled by Cybernétix, benefiting of the experience gained on the two previous prototypes, while other optical components were provided by SESO company.

The achieved results on this prototype were far beyond our best hope (Laurent et al., 2005). Although the top-level requirements were much tighter (see Table 1), all specifications were fulfilled (slicer angular errors, pseudo-slit alignment, PSF of slice-slit imaging, and size of the global exit pupil), with the noticeable exception of one single misaligned slice – originating from a manufacturing defect. In Fig. 7, are presented intermediate pupil images near the first MLA, the arrangement of the pseudo-slit at the entrance of the spectrograph, and the global IFU exit pupil. We finally confirmed the feasibility of this image slicer and some of its potential improvements in the forthcoming design phase.

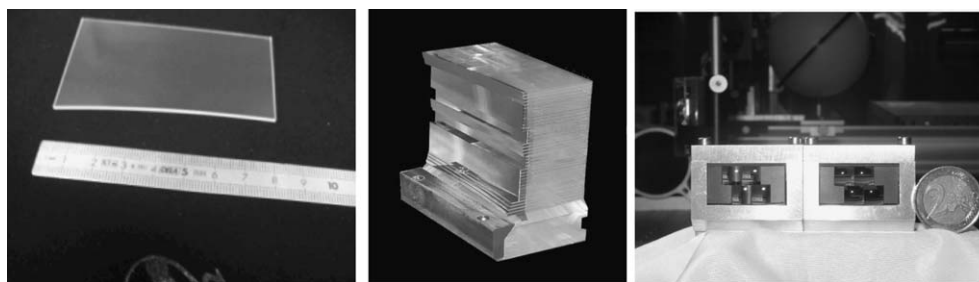


Fig. 6. MUSE prototype components. Single slice (left), assembled stack (centre) and mini-lenses (right).

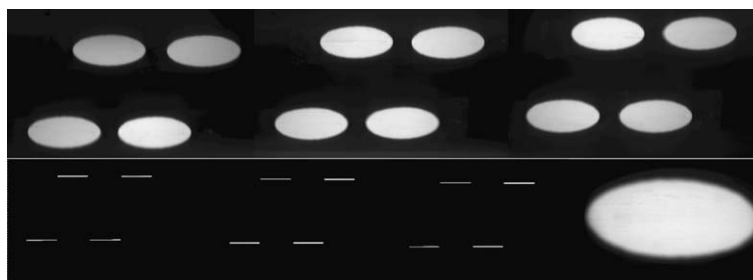


Fig. 7. MUSE prototype. Pupil lens plane (top), pseudo-slit plane (bottom left) and global exit pupil (bottom right).

5. Conclusion

In this paper, was presented the major results and conclusions of three years of intense activities led by the CRAL on glass image slicers. Three different prototypes were developed, respectively for the NIRSpec IFU, the NIRSpec IFS mode, and the MUSE instrument. This work gave the CRAL team an efficient mastering of all key-points for glass image slicers fabrication, including optical design, individual components control, assembly, integration and testing on the optical bench. In [Table 1](#), are summarized some typical characteristics of the three IFU prototypes. It is worth mention that over the years the required performance tends to be more demanding, while the slicer sizes became more voluminous. This implied increasing difficulties and constraints, which were finally overcome (see for example the evolution of the full slicing areas, or the slices aspect ratios and their required angular tolerances in [Table 1](#)).

To summarize, we consider that the glass slicer technology is now mature, and available for many types of ground

or spaceborne applications (particularly for instruments operating at short wavelengths and where straylight requirements are critical). To our knowledge, its sole drawback is the manufacturing cost, which becomes an important factor when multiple-IFUs instruments like MUSE are envisaged. The CRAL has recently undertaken several discussions with industrial companies about cost-saving options for mass production of glass slicers. It seems that an interesting option would be to maximize the number of individual slices that can be grouped together on the same polishing spheres.

References

- Hénault et al., 2004. *Proc. SPIE* 5249, 134.
- Laurent et al., 2004. *Proc. SPIE* 5494, 196.
- Laurent et al., 2004. *Proc. SPIE* 5252, 443.
- Laurent et al., 2005. *Proc. SPIE* 5965, 184.
- Lefèvre et al., 2000. *ASP Conf.* 195, 431.
- Prieto et al., 2003. *Proc. SPIE* 4850, 486.

Multi-spectral piston sensor for co-phasing giant segmented mirrors and multi-aperture interferometric arrays

François Hénault

UMR 6525 CNRS H. Fizeau—UNS, OCA Avenue Nicolas Copernic, F-06130 Grasse, France

E-mail: francois.henault@obs-azur.fr

Received 17 July 2009, accepted for publication 9 September 2009

Published 30 September 2009

Online at stacks.iop.org/JOptA/11/125503

Abstract

This paper presents the optical design of a multi-spectral piston sensor suitable for co-phasing giant segmented mirrors equipping the future extremely large telescopes (ELTs). The general theory of the sensor is described in detail and numerical simulations have been carried out, demonstrating that direct piston and tip-tilt measurements are feasible within accuracies close to 20 nm and 10 nrad, respectively. Those values are compatible with the co-phasing requirements, although the method seems to be perturbed by uncorrected atmospheric seeing.

Keywords: telescopes, Fourier optics, phase retrieval, phase-shifting interferometry

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

From the Hooker telescope of 100" diameter built during the 1920s on Mount Wilson to the achievement of the Very Large Telescope (VLT) array in Chile, the 20th century has unquestionably demonstrated the superiority of large reflective telescopes in the field of astronomical observations. It is commonly believed, however, that the classical operations of manufacturing, polishing and supporting large glass mirrors will soon be confronted with their technological limits, and that in view of 10 m class (or higher) ground-based telescopes, the primary mirrors will need to be composed of several smaller individual reflective facets (or segments), a major choice having been validated on the two 10 m Keck telescopes. For space observatories alternatively, the mirror diameters are rather limited by the space available under the cone of the launching rocket, leading to a current maximum below 4 m. Hence the James Webb Space Telescope (JWST, to be operated in 2014) will be equipped with a 6.5 m segmented mirror, being deployable and optically adjustable in space.

In the case of a giant segmented mirror, all the reflective facets must be individually adjusted by piston (along a direction parallel to the telescope optical axis) and tip-tilt (rotations around two axes perpendicular to the telescope optical axis) so that the assembled segments ideally mimic the

theoretical, continuous surface of the mirror. This operation is sometimes called the 'co-phasing' of the telescope and must be carried out within a given accuracy, which could be $\lambda/4$ peak-to-valley (PTV) or $\lambda/13.4$ root mean square (RMS), according to either the Rayleigh or Maréchal criteria, where λ is the wavelength of the electromagnetic field. In this paper a target accuracy of $\lambda/10$ RMS is chosen, which is frequently quoted in papers relevant to the co-phasing of telescopes and sparse aperture interferometers (see, for example, [1, 2]), and constitutes a reasonable magnitude order at least when coronagraphic applications are not envisaged. For a telescope of diameter 5 m, this requirement corresponds to approximate piston and tip-tilt tolerances of respectively 25 nm and 10 nrad in the visible range ($\lambda = 0.5 \mu\text{m}$). Those requirements are extremely demanding and necessitate developing specific alignment techniques, such as those summarized below.

- The first pioneering works were undeniably undertaken at the Keck telescope: Chanan *et al* [3, 4] upgraded some already well-known wavefront sensor (WFS) concepts, such as the Shack–Hartmann or curvature WFS, in order to give to them the capacity to discriminate piston errors: here it has to be noticed that, since their basic principle consists in measuring the local slopes or curvatures of the wavefronts (WFE) before reconstructing them digitally, those WFS are not naturally well suited for piston sensing.

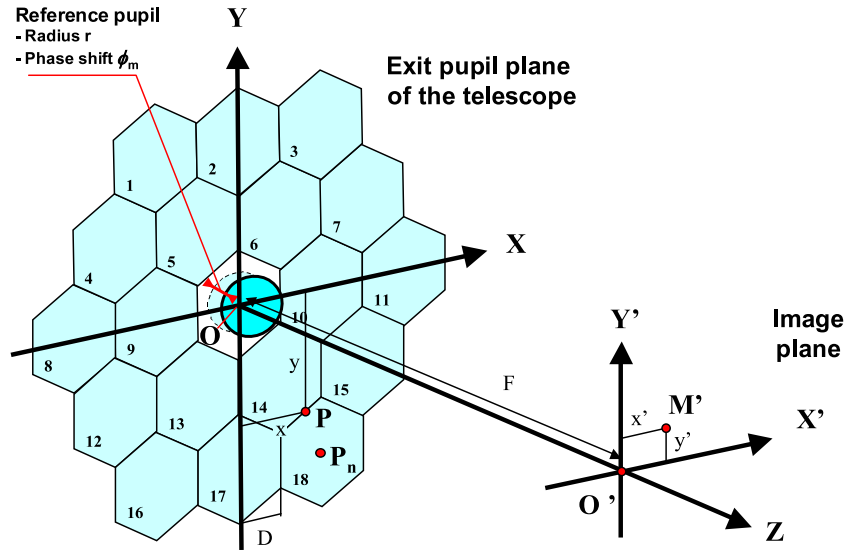


Figure 1. Basic principle of the phase-shifting TI.

It was then shown that enhanced hardware and algorithms searching for local slope or curvature discontinuities can be used to determine the piston errors. However, these methods are hardly applicable to diluted aperture interferometers, a condition that we seek to satisfy in this study.

- Another option is to employ phase-retrieval or phase-diversity digital procedures, since the latter have already been applied successfully to the determination of phase errors on both monolithic telescopes and multi-aperture optical systems [5–7]. However, the technique usually requires significant post-processing times, which prevents them from being operated on ground in an adaptive optics (AO) regime: thus an ‘ideal’ WFS should indeed combine the ability to perform direct WFE measurements in quasi-real-time, which adds another stringent requirement to the system.
- Some alternative WFS concepts based on a Mach–Zehnder interferometer (or on an equivalent principle) installed at the focal plane of the optical system to be co-phased have also been proposed by different authors [8–10], but none of them seem to have been validated on-sky.

In this paper we finally choose to re-examine the concept of a multi-wavelength, phase-shifting ‘telescope interferometer’ (TI), another focal plane WFS that has been described and studied recently in its monochromatic version [11–13]. Its basic principle, making use of simple numerical algorithms, could allow us to quickly and directly evaluate the WFEs (including piston errors) created on either giant segmented mirrors or multi-aperture interferometers. We first recall briefly the monochromatic theory of the TI in section 2.1, before extending it to the case of multiple wavelengths in section 2.2. A tentative optical design based on the combination of a phase-shifting stage and a multi-spectral stage is then described in section 3. An end-to-end numerical model intended to evaluate the WFS performance is briefly

described in section 4 and its preliminary results in terms of piston and tip-tilt measurement accuracy are presented, before a short summary is provided in section 5.

2. Theory

In this section is first recalled the principle of WFE measurements performed using a monochromatic phase-shifting TI, before generalizing it to the polychromatic case. Basically, the proposed technique consists in adding a second, reference optical beam to the main pupil in order to generate modulated and phase-shifted point spread functions. The searched phase errors can then be extracted in the Fourier plane from demodulating the Fourier transforms of a set of measured PSFs. More details about the TIs and their theory can be found in [11–13].

2.1. The monochromatic phase-shifting telescope interferometer (PSTI)

Let us consider a telescope of 5 m diameter whose primary mirror is constituted of N individual segments disposed following a hexagonal arrangement as depicted in figure 1. It is assumed that the central segment does not exist, and is replaced by a smaller, circular reference mirror of diameter $d = 2r$ centred on point O. Called the ‘reference pupil’ in the remainder of this text, it is supposed that this mirror can be displaced longitudinally along the Z optical axis, thereby introducing a phase shift ϕ_m of the central reference pupil with respect to the other mirror segments (ϕ_m will further take M different values, with $1 \leq m \leq M$, see below). The expression of the complex amplitude $A_m(P)$ in the exit pupil plane OXY is therefore (see figure 1)

$$A_m(P) = B_r(P) \exp[i\phi_m] + \sum_{n=1}^N B_D(P - P_n) \times \exp[ik\Delta_n(P - P_n)], \quad (1)$$

where $B_r(P)$ is the amplitude transmitted by the reference pupil (here equal to the ‘pillbox’ or ‘top-hat’ function of radius r), $B_D(P)$ is the two-dimensional amplitude transmission function of the hexagonal segments, P_n is the centre of the n th segment, $\Delta_n(P)$ is the WFE to be measured and $k = 2\pi/\lambda$. In this section will only be considered the piston and tip-tilt errors ξ_n and t_n of the segments, hence

$$\Delta_n(P - P_n) = \xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P}, \quad (2)$$

where \mathbf{t}_n stands for the unitary vector perpendicular to the beam reflected by the n th facet. In the frame of scalar diffraction theory, the complex amplitude distribution $\hat{A}_m(M')$ in the telescope image plane $O'X'Y'$ is equal to the Fourier transform of $A_m(P)$:

$$\hat{A}_m(M') = \hat{B}_r(M') \exp[i\phi_m] + \sum_{n=1}^N \exp[ik\xi_n] \hat{B}_D(M' - M'_n) \exp[-ik\mathbf{O}\mathbf{P}_n\mathbf{O}'\mathbf{M}'/F], \quad (3)$$

where $\hat{B}_r(M')$ and $\hat{B}_D(M')$, respectively, are the Fourier transforms of $B_r(P)$ and $B_D(P)$, point M'_n in the image plane is defined by the vector relationship $\mathbf{O}M'_n \approx F\mathbf{t}_n$ in the first-order approximation and F is the focal length of the segmented telescope. The point spread function (PSF) of the system is, by definition, equal to the square modulus of $\hat{A}_m(M')$, i.e. after multiplying with its complex conjugate:

$$\begin{aligned} \text{PSF}_m(M') &= \text{PSF}_r(M') + \text{PSF}_T(M') \\ &+ \exp[-i\phi_m] \hat{B}_r(M') \sum_{n=1}^N \exp[ik\xi_n] \hat{B}_D(M' - M'_n) \\ &\times \exp[-ik\mathbf{O}\mathbf{P}_n\mathbf{O}'\mathbf{M}'/F] + \exp[i\phi_m] \hat{B}_r^*(M') \\ &\times \sum_{n=1}^N \exp[-ik\xi_n] \hat{B}_D^*(M' - M'_n) \exp[ik\mathbf{O}\mathbf{P}_n\mathbf{O}'\mathbf{M}'/F], \end{aligned} \quad (4a)$$

where $\text{PSF}_r(M')$ and $\text{PSF}_T(M')$, respectively, stand for the PSFs of the reference pupil and of the whole segmented telescope:

$$\text{PSF}_r(M') = |\hat{B}_r(M')|^2 \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} \text{PSF}_T(M') &= \left\{ \sum_{n=1}^N \exp[ik\xi_n] \hat{B}_D(M' - M'_n) \exp[-ik\mathbf{O}\mathbf{P}_n\mathbf{O}'\mathbf{M}'/F] \right\} \\ &\times \left\{ \sum_{n=1}^N \exp[-ik\xi_n] \hat{B}_D^*(M' - M'_n) \exp[ik\mathbf{O}\mathbf{P}_n\mathbf{O}'\mathbf{M}'/F] \right\}. \end{aligned} \quad (4c)$$

One of the two basic principles of the PSTI now consists in physically measuring the point spread functions $\text{PSF}_m(M')$ on a CCD camera (or another type of detector array), and in computing digitally their associated optical transfer functions (OTF) by means of an inverse Fourier transform. From equation (4), one finds an expression of $\text{OTF}_m(M')$ that is composed of four different terms:

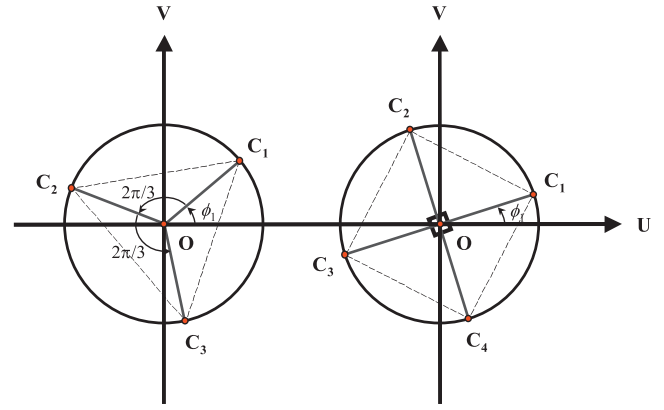


Figure 2. Possible phase-shift values ϕ_m for cases $M = 3$ and 4 .

$$\begin{aligned} \text{OTF}_m(P) &= \text{OTF}_r(P) + \text{OTF}_T(P) + \exp[-i\phi_m] \\ &\times \sum_{n=1}^N \exp[ik(\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})] [B_r * B_D](P - P_n) \\ &+ \exp[i\phi_m] \sum_{n=1}^N \exp[-ik(\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})] \\ &\times [B_r * B_D](P + P_n), \end{aligned} \quad (5)$$

with the symbol $*$ denoting a convolution product. The second essential point of the PSTI procedure is then to isolate the third term of equation (5) by means of an appropriate set of phase shifts ϕ_m allowing us to linearly combine all the computed OTFs:

$$\begin{aligned} C(P) &= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \text{OTF}_m(P) \exp[i\phi_m] = \frac{1}{M} \left\{ \sum_{m=1}^M \exp[i\phi_m] \right\} \\ &\times [\text{OTF}_r(P) + \text{OTF}_T(P)] + \sum_{n=1}^N \exp[ik(\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})] \\ &\times [B_r * B_D](P - P_n) + \frac{1}{M} \left\{ \sum_{m=1}^M \exp[2i\phi_m] \right\} \\ &\times \sum_{n=1}^N \exp[-ik(\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})] [B_r * B_D](P + P_n), \end{aligned} \quad (6)$$

and it is found that the second term can be easily separated from the others if the selected phase shifts are satisfying both conditions:

$$\sum_{m=1}^M \exp[i\phi_m] = \sum_{m=1}^M \exp[2i\phi_m] = 0. \quad (7)$$

Figure 2 provides a graphic illustration of possible solutions for $M = 3$ and 4 in the complex plane—it has to be noticed that only the quadruplet $\{\phi_1; \phi_2; \phi_3; \phi_4\} = \{0; \pi/2; \pi; 3\pi/2\}$ was originally considered in previous publications [11–13]. When the conditions (7) are respected the final expression of the linearly combined OTFs $C(P)$ becomes

$$\begin{aligned} C(P) &= \sum_{n=1}^N \exp[ik(\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})] [B_r * B_D](P - P_n) \\ &\approx \sum_{n=1}^N \exp[ik(\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})] B_D(P - P_n). \end{aligned} \quad (8)$$

If the spatial dimensions of the reference pupil are significantly smaller than those of the hexagonal facet, the function $B_r(P)$ can be replaced by the Dirac distribution $\delta(P)$, and the phase of $C(P)$ can be considered as proportional to the searched piston ξ_n . The justification and implications of this approximation have been extensively discussed in [14]. The final step of the PSTI procedure consists in a phase extraction that is carried out by isolating the phase errors of the n th segment, multiplying both sides of equation (8) with the function $B_D(P - P_n)$:

$$C(P)B_D(P - P_n) = \exp[ik(\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})]B_D(P - P_n), \quad (9)$$

and the estimated phase is simply

$$\varphi_n = (\xi_n + \mathbf{t}_n \mathbf{P}_n \mathbf{P})/\lambda = \arctan[\text{Im}[C(P) \times B_D(P - P_n)]/\text{Real}[C(P)B_D(P - P_n)]]/2\pi. \quad (10)$$

All the previous steps are schematically summarized by the flowchart of figure 3. The overall performance of the method was studied in more detail in [11, 12], leading among others to the following conclusions.

- The intrinsic measurement accuracy of the PSTI is better than $\lambda/5$ PTV and $\lambda/100$ RMS, which makes it competitive with respect to the best existing WFS. However, in monochromatic light the measurement range stays limited by the so-called ‘ 2π ambiguity’, i.e. the phase can only be retrieved modulo 2π from equation (10).
- The observed light source does not need to be purely monochromatic: maximal spectral bandwidths $\delta\lambda/\lambda$ of 20% can be tolerated without significant loss of performance.
- Although the method is particularly efficient in space, it may also be operated on ground in an adaptive optics regime: depending on the seeing conditions and on the size of the reference pupil, it can accept guide stars up to magnitude 11 in the V band.

Section 3 is now devoted to the extrapolation of this monochromatic WFE measurement method to several different wavelengths and spectral bands in order to extend its capture range beyond the 2π ambiguity.

2.2. Multi-wavelength operation

Extending the measurement range of the optical path differences (OPD) between different separated telescopes is a common problem in multi-aperture interferometry that can be solved by combining phase measurements simultaneously performed in different spectral bands. Such methods can indeed be extrapolated to the measurement of piston errors and to the co-phasing of large segmented mirrors. For example, we describe in the appendix how to adapt the ‘dispersed speckles’ method recently proposed by Borkowski *et al* [2, 15, 16] to the case of a polychromatic PSTI. It turns out, however, that the required number of spectral channels is probably too important and would be detrimental to the phase measurement accuracy, which was shown to be inversely proportional to the spectral width of an individual measurement channel [12]. Hence

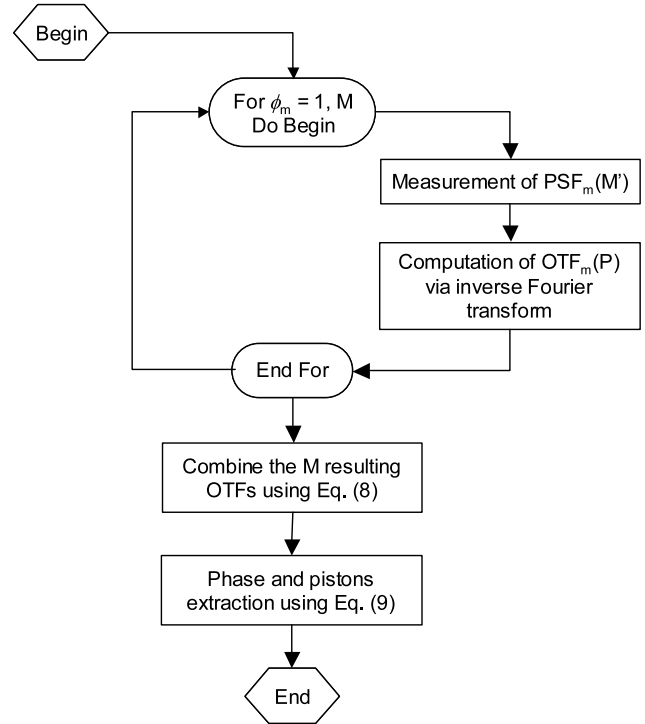


Figure 3. Flowchart of the monochromatic OPD retrieval procedure.

the following study will be restricted to methods that make use of a minimal number of wavelengths, inspired from the techniques of multi-colour phase-shift interferometry [17, 18] and non-contact length and distance metrology [19, 20]. Given an optical distance to be determined ξ_n , the basic principle consists in combining its fractional phases φ_{ln} measured for L different wavelengths λ_l , with $1 \leq l \leq L$. Limiting the total wavelength number to $L = 3$, the problem reduces to solving the following system of equations:

$$\xi_n = (n_{1n} + \varphi_{1n})\lambda_1 = (n_{2n} + \varphi_{2n})\lambda_2 = (n_{3n} + \varphi_{3n})\lambda_3. \quad (11)$$

The latter is actually a $3N$ system of $4N$ unknown variables, which are ξ_n and the positive or negative integer numbers n_{1n} , n_{2n} and n_{3n} . Due to the integer nature of n_{ln} , this under-constrained system can nevertheless be solved over a limited domain of piston values $[-\lambda_S/2, \lambda_S/2]$, where λ_S is defined as the ‘synthetic wavelength’. Herein we selected a heuristic expression of λ_S , which still belongs to Tilford’s original family of solutions [19]:

$$\lambda_S = (1/\lambda_1 - 2/\lambda_2 + 1/\lambda_3)^{-1}, \quad (12)$$

assuming that $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$. This enables us to define a simple multi-spectral OPD unwrapping procedure whose pseudo-code is provided in figure 4 and major steps are described below (here the indices n have been omitted for the sake of clarity):

- (1) Starting from the fractional phases φ_1 , φ_2 and φ_3 acquired for the three different wavelengths, a first guess of the piston error is estimated as $\delta_0 = \lambda_S (\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3)$ and δ_0 is further brought back into the $[-\lambda_S/2, \lambda_S/2]$ range if necessary.

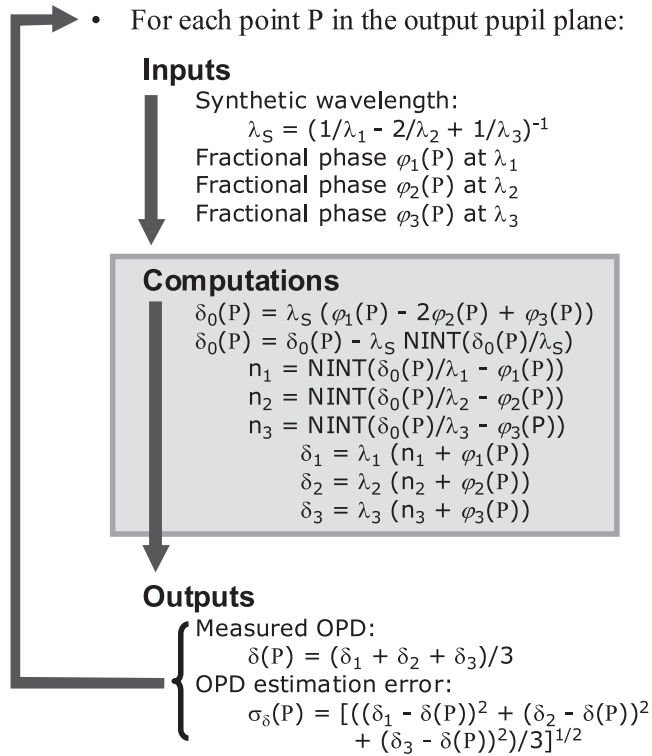


Figure 4. Pseudo-code of the OPD unwrapping procedure, with NINT standing for the ‘Nearest Integer’ function.

- (2) The first guess δ_0 and the fractional phases together allow us to estimate the integer numbers n_1 , n_2 and n_3 .
- (3) Three improved estimations of the piston error δ_1 , δ_2 and δ_3 can now be derived from those integer numbers and the fractional phases.
- (4) The final piston error ξ is defined as the arithmetical mean of δ_1 , δ_2 and δ_3 .
- (5) A ‘piston measurement accuracy index’, denoted σ_δ and equal to the variance of δ_1 , δ_2 and δ_3 , is also computed, serving as a quality estimator for the obtained result.

The fifth and last step of the numerical procedure is perhaps the most important, since it may be comprehended as a sanity check of the whole measurement sequence: errors in step no. 4 can originate either from the intrinsic uncertainty $\delta\varphi$ affecting the measured fractional phases, or from false estimations of n_1 , n_2 or n_3 . In the latter case, the final measurement uncertainty σ_δ should be at least equal to $\lambda_1/3$. If, on the contrary, the three integer values are unbiased, σ_δ can be estimated as

$$\sigma_\delta = \delta\varphi/3[\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2]^{1/2} \approx \lambda_2\delta\varphi/\sqrt{3}, \quad (13)$$

and it is therefore possible to define a simple criterion (e.g. $\sigma_\delta < \lambda_1/10$) allowing us to accept or reject the current estimation of the piston error.

To conclude, it must be emphasized that the major advantages of the multi-spectral OPD unwrapping procedure presented above are the fact that it only involves very simple mathematical relationships suitable to real-time computing, on the one hand, and the possibility of a self-sanity check allowing

is to reject numerical results corrupted by real measurement errors, on the other hand. The following section now aims at defining a tentative optical layout for the envisaged multi-wavelength, phase-shifting piston sensor.

3. Description of the piston sensor

The theoretical considerations that have been exposed in section 2 can serve as a starting point for designing the preliminary optical architecture of a WFS based on the principle of the multi-spectral PSTI. The major requirements may be summarized as follows:

- (1) This is basically a focal plane wavefront sensor, whose volume and dimensions near the telescope focus (or one of its images) should be kept as small as possible in order to ensure good mechanical and thermal stabilities.
- (2) The WFS shall include a phase-shifting device located at an image plane of the segmented mirror to be characterized (assumed to be the entrance pupil of the telescope).
- (3) The WFS shall provide the capacity of acquiring simultaneously or within a very short space of time the PSFs of the telescope in several narrow spectral channels.

Two very preliminary designs answering to the first two requirements have already been described in [13]: in the first one the beams are divided by an arrangement of $M - 1$ beamsplitters and the PSFs are acquired simultaneously on M different, synchronized detector arrays. In the second configuration all the PSFs are measured sequentially on one single camera within a total acquisition time not exceeding 10 ms. In addition to the advantage of requiring only one detector array, the latter solution was found the most favourable in terms of radiometric performance, especially when photon noise dominates detector noise (i.e. for bright sky objects). In the herein presented design, the phase shifts ϕ_m are introduced sequentially while the measurements in different spectral bands are simultaneous. It is assumed that the primary mirror of the telescope includes a ‘reference segment’ of superior image quality (i.e. diffraction-limited), corresponding to the reference pupil area where the phase shifts are introduced (two examples of practical implementation of this reference pupil are provided in [11]). The optical layout of the piston sensor is schematically presented in figure 5: it is essentially composed of three main sub-systems, namely the phase-shifting stage, the multi-spectral stage and the CCD camera that are described below. Numerical simulations of the performance of the complete optical system are further presented in section 4.

3.1. Phase-shifting stage

This sub-system is essentially composed of one collimating lens imaging the telescope entrance pupil (i.e. the giant segmented mirror) on a reference flat mirror that is pierced at the location of the telescope reference pupil. A mandrel carrying a small, flat and high-precision optical surface is piezo-electrically shifted along the optical axis, thus generating the required successive phase shifts ϕ_m for all indices m

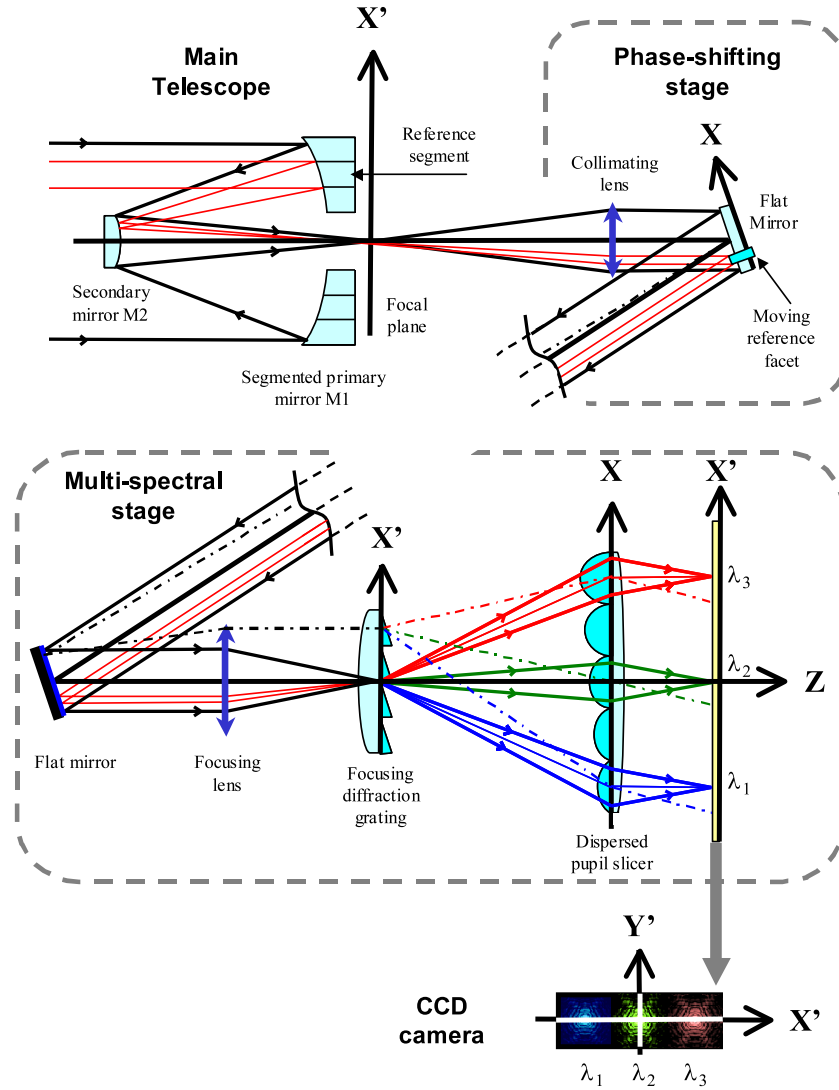


Figure 5. Possible optical implementation of the piston sensor (not to scale). Plain lines indicate object/image conjugations, while dashed/dotted lines refer to pupil imaging.

comprised between 1 and M . However, many other designs could certainly be envisaged owing to the recent progress of micro-opto-electromechanical systems (MOEMS) technology.

3.2. Multi-spectral stage

The core function of the multi-spectral stage is to perform simultaneous measurements of $\text{PSF}_m(M')$ —as defined in equation (4a)—in different channels of moderated spectral width. The proposed design makes use of an image/pupil inversion that was originally suggested by Courtès and Viton for the observation of gaseous nebulae and distant galaxies [21]. It consists in setting a transmissive diffraction grating near an intermediate image plane $X'Y'$, spreading the beams in different directions depending on their wavelengths, and to rearrange them in the spectrally dispersed pupil plane XY (see the middle part of figure 5, which is not to scale). This can be achieved by means of a few optical designer tricks:

- The employed diffraction grating is engraved on a convergent optical element (here represented as a lens) in

order to re-image the dispersed entrance pupil on its slicer with high demagnification ratio, therefore allowing us to define spectral channels $\delta\lambda_i$ with sharp edges (it must be noticed that, although the diffraction grating presented in figure 5 is transmissive, any reflective grating may be used as conveniently).

- The wavelength separation is realized by a ‘pupil slicer’ located at the dispersed output pupil plane, also serving to redirect the beams towards different areas of the detector array. This pupil slicer can be made of a micro-lens array associated with a converging lens as represented in figure 5, a design that was already manufactured and tested for the MUSE instrument of the VLT [22]. The pupil slicer could also be fully reflective: the realization of such mini arrays of optical elements is nowadays well mastered (see, for example, [23]).
- Finally, the focal lengths of the individual elements of the pupil slicer are not identical, but inversely proportional to the wavelengths λ_i in order to compensate for the linear magnifications of the measured functions $\text{PSF}_m(M')$ with

Table 1. Initial, measured and difference values of the piston and tip-tilt errors for a spectral bandwidth $\delta\lambda/\lambda = 10\%$ and a reference pupil radius $r = 500$ mm.

Segment number	Initial errors			Measured errors			Differences		
	Piston (μm)	Tilt X (μrad)	Tilt Y (μrad)	Piston (μm)	Tilt X (μrad)	Tilt Y (μrad)	Piston (μm)	Tilt X (μrad)	Tilt Y (μrad)
1	-3.837	0.633	-0.487	-3.859	0.646	-0.498	-0.023	0.013	-0.012
2	6.584	0.024	0.190	6.584	0.025	0.201	0.000	0.001	0.011
3	0.714	0.156	-0.286	0.709	0.163	-0.288	-0.006	0.007	-0.002
4	-5.000	-0.517	-0.304	-4.990	-0.515	-0.310	0.011	0.002	-0.006
5	-6.063	-0.708	-0.631	-6.062	-0.711	-0.641	0.001	-0.003	-0.009
6	-4.141	-0.856	0.570	-4.136	-0.876	0.588	0.005	-0.021	0.017
7	0.950	-0.514	0.862	0.950	-0.521	0.878	0.000	-0.006	0.016
8	3.571	0.439	0.096	3.555	0.432	0.098	-0.015	-0.007	0.002
9	3.023	-0.367	0.784	3.029	-0.374	0.800	0.006	-0.007	0.016
10	-8.079	-0.251	-0.480	-8.066	-0.261	-0.486	0.012	-0.009	-0.006
11	2.669	0.989	-0.921	2.702	1.005	-0.935	0.033	0.016	-0.013
12	-3.693	0.393	0.424	-3.708	0.401	0.433	-0.015	0.009	0.009
13	3.831	-0.577	0.154	3.829	-0.593	0.164	-0.002	-0.016	0.010
14	-3.409	0.727	0.020	-3.401	0.729	0.017	0.008	0.002	-0.003
15	1.728	-0.985	0.753	1.690	-0.988	0.766	-0.038	-0.002	0.013
16	6.855	-0.742	-0.624	6.881	-0.764	-0.644	0.026	-0.023	-0.019
17	-5.472	0.008	0.364	-5.481	0.008	0.373	-0.010	0.001	0.009
18	4.688	-0.317	0.027	4.678	-0.314	0.014	-0.010	0.003	-0.013
Average	-0.282	-0.137	0.028	-0.283	-0.139	0.029	-0.001	-0.002	0.001
PTV	14.934	1.974	1.783	14.947	1.992	1.813	0.071	0.039	0.037
RMS	4.685	0.587	0.537	4.686	0.595	0.547	0.017	0.011	0.012

respect to λ_l . The real necessity of this wavelength rescaling has been confirmed by the numerical simulations presented in section 4. The rescaling might also be performed digitally (e.g. using interpolation algorithms) rather than optically: however, it has been chosen here to simplify the data processing software as much as possible, in order to stay compatible with real-time AO applications.

3.3. CCD camera

This final stage of the piston sensor consists in a high performance detector array, either of the CCD or CMOS type, typically characterized by high quantum efficiency and low read-out noise over the considered spectral domain. It is equipped with a 12-bit analogue-to-digital converter.

4. Numerical simulations

In this section are presented the numerical results of an end-to-end optical model (described in section 4.1) intended to assess the expected performance of the described WFS in terms of phase and piston measurement errors. For a given set of telescope and instrumental parameters (section 4.2), the simulated cases cover static piston and tip-tilts errors (section 4.3), the influence of the selected spectral bandwidths $\delta\lambda_l$ (section 4.4) and the effects of atmospheric disturbance for a ground-based sensor (section 4.5).

4.1. The numerical model

The numerical model of the multi-wavelength piston sensor is actually based on the monochromatic model that was described in [12]. It is indeed split into two major modules, respectively

simulating the $\text{PSF}_m(M')$ functions recorded by the camera, and subsequently computing the OTFs via inverse Fourier transforms and applying the whole data processing defined by equations (8)–(13). The multi-spectral OPD unwrapping procedure of figure 4 is entirely included into the second module. The first module is basically a ray-tracing software having the ability of modelling different apertures of various shape and sizes, taking into account alignment errors in both piston and tip-tilt and atmospheric seeing. This instrument simulator then computes the monochromatic PSFs and sums them incoherently over the considered spectral channels. The program can also add various types of detection noises and digitization errors to the PSFs, even if the latter possibility was not utilized in the framework of this study. All these operations are repeated for the M phase shifts ϕ_m and the L different spectral channels centred on the wavelengths λ_l .

4.2. Definition of the system and input parameters

We consider a telescope of diameter 5 m and focal length 50 m, hence being open at $f/10$. It is composed of $N = 18$ hexagonal facets arranged as shown in figure 1 (this configuration was originally intended to mimic the JWST: those parameters would, of course, need to be updated in the case of the future ground-based ELTs, although it is likely that the major conclusions would not change significantly). For all simulations, it is assumed that the phase-shifted reference pupil is centred on the optical axis of the telescope, which should not hamper the conclusions. Random piston errors ranging from -10 to $+10$ μm are added to each telescope segment, as well as tip-tilt errors comprised between -1 and $+1$ μrad around the X and Y axes. Those pistons and tip-tilt values are supposed to represent realistic alignment errors of the

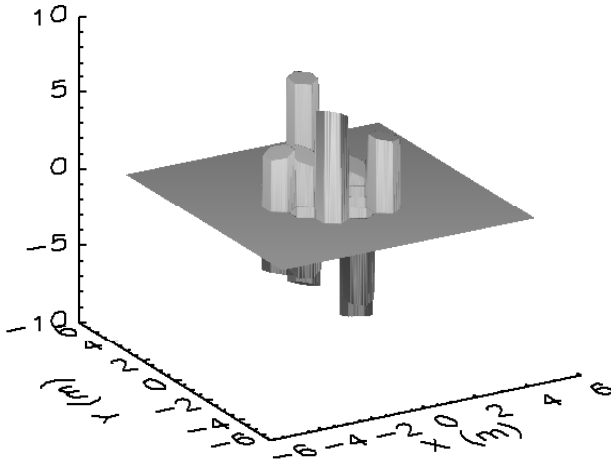
OPD (μm)

Figure 6. Greyscale map (top) and three-dimensional view (bottom) of the WFE of the segmented mirror affected with random piston and tilt errors (PTV = $15.697 \mu\text{m}$ and RMS = $4.557 \mu\text{m}$).

segments resulting from the employed pre-alignment technique (for comparison purposes, they are twice as optimistic than the initial errors measured on the Keck 2 telescope [3]). All the numerical values are provided in table 1 and the global WFE map of the segmented mirror is depicted by the greyscale map and a perspective view of figure 6.

In order to minimize the total time requested for the acquisition of the M phase shifts ϕ_m , we choose $M = 3$ and consequently $\{\phi_1; \phi_2; \phi_3\} = \{0; 2\pi/3; 4\pi/3\}$. The selection of the number of wavelengths L , of the central wavelengths λ_l and of the spectral widths $\delta\lambda_l$ of each spectral channel is not a straightforward task, and was here carried out in an iterative manner, trying to establish a compromise between the following adverse tendencies:

- The piston capture range increases as more wavelengths are added and their values are close to one another. However, this criterion tends to reduce the spectral widths $\delta\lambda_l$.

Table 2. Numerical parameters of the three selected spectral channels.

	Central wavelength (μm)	Maximal spectral bandwidth $\delta\lambda/\lambda$		Effective focal length (m)
		(μm)	(%)	
λ_1	0.456	0.044	9.6	55.04
λ_2	0.502	0.048	9.6	50
λ_3	0.552	0.052	9.4	45.47

- For radiometric reasons, the measurement accuracy increases with $\delta\lambda_l$, but this is detrimental to the capture range and augments the risk of failure of the OPD retrieval algorithm (the point is further discussed in section 4.4).

We finally adopted $L = 3$ and the triplet $\{\lambda_1; \lambda_2; \lambda_3\} = \{0.456; 0.502; 0.552\} \mu\text{m}$. The other numerical parameters are provided in table 2. For such values of the three central wavelengths, the synthetic wavelength λ_s is equal to $48.75 \mu\text{m}$ according to the relation (12), which yields a capture range of the piston errors being theoretically equal to $[-24.375, +24.375] \mu\text{m}$, largely compliant with their actual figures. Moreover, setting $M = L = 3$ allows us to limit the total number of axial displacements of the reference mirror in the phase-shifting stage to seven, being respectively equal to 0 (common to all spectral channels), and the triplets $\{\lambda_1/3; \lambda_2/3; \lambda_3/3\}$ and $\{2\lambda_1/3; 2\lambda_2/3; 2\lambda_3/3\}$ in terms of OPD. The total computational load is essentially dominated by the seven required fast Fourier transform (FFT) operations: assuming a WFE map sampling of 512×512 as in the present study, it is found that quasi-real-time operation requires approximately 20 gigaflops, a performance that is easily fulfilled by modern desktop computers.

4.3. Piston and tip-tilt sensing capacity

Let us firstly consider the case of static piston and tip-tilt errors resulting from a preliminary alignment of the segmented primary mirror. We set the maximal spectral bandwidth $\delta\lambda/\lambda$ of the three measurement channels to 10% and the reference pupil radius to its maximal possible value, i.e. $r = 500 \text{ mm}$ (top left panel of figure 7). The numerical results of the simulation are provided in table 2 and illustrated in figure 7, showing the uncorrected PSF (middle row) and the retrieved WFE at the surface of the exit pupil (bottom left panel), as well as its difference with respect to the original errors (bottom right panel). It must be noticed that the numerical values provided in table 2 result from linear regressions of the WFE map at the surface of each individual segment, limited to a 700 mm useful diameter circle in order to maximize the piston measurement quality estimator σ_s defined in section 2.2. It is found that the piston and tip-tilt estimation errors are finally equal to 17 nm and 11/12 nrad (with respect to the X/Y axes) in the RMS sense, a satisfactory result that is nearly compliant with the original goals defined in section 1.

4.4. Influence of spectral bandwidth

As was already mentioned in section 4.2, the WFE measurement accuracy is expected to improve with the spectral

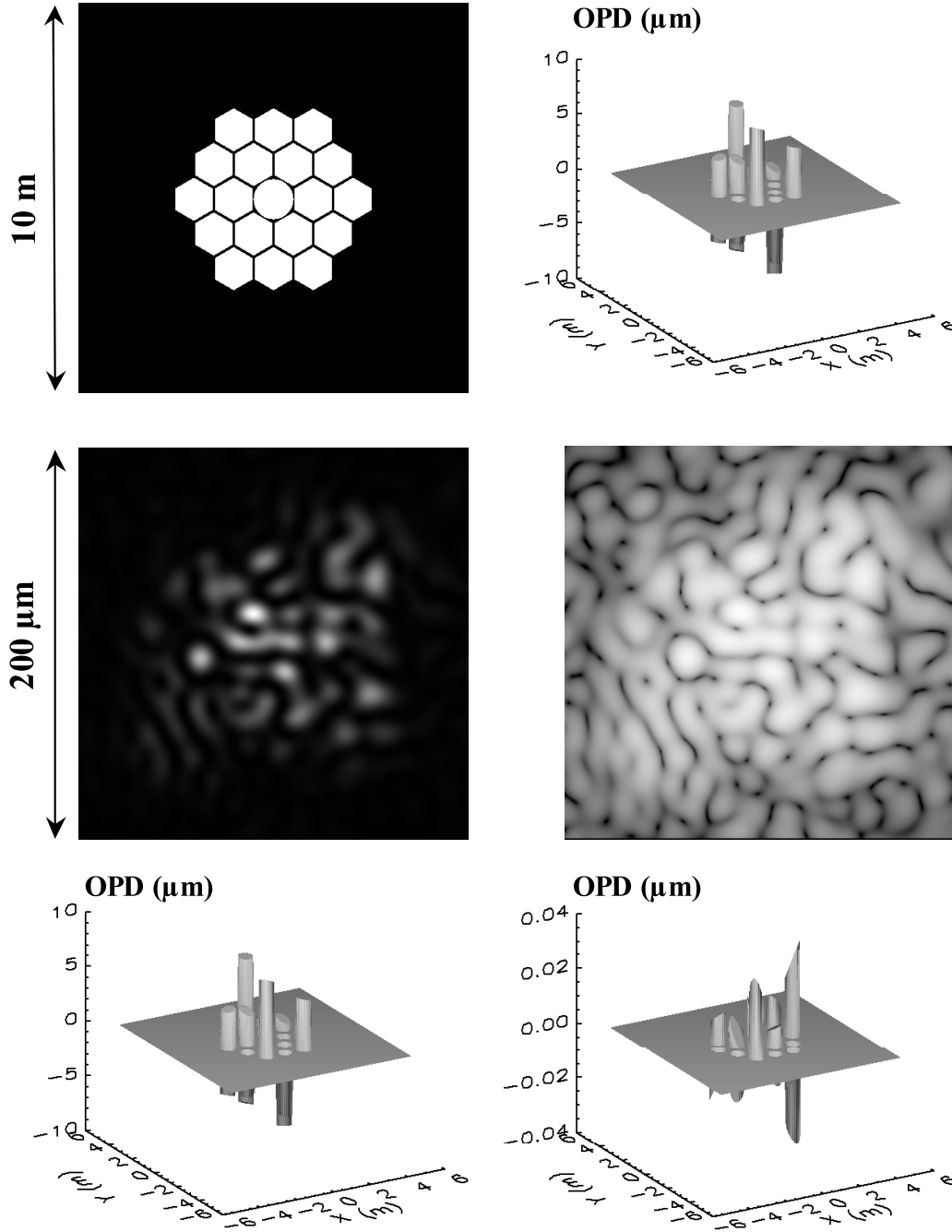


Figure 7. Top row, pupil transmission map (left) and initial piston errors (right, PTV = 15.463 μm and RMS = 4.555 μm). Middle row: PSF in the image plane (linear and logarithmic scales). Bottom row: reconstructed WFE (left, PTV = 15.484 μm and RMS = 4.555 μm) and comparison with initial errors (right, PTV = 0.071 μm and RMS = 0.014 μm).

width of the three measurement channels, on the one hand, but this benefit is counterbalanced by a smaller capture range and the possibility of false estimations of the integer numbers n_1 , n_2 and n_3 defined in section 2.2, on the other hand. The latter can be evaluated quantitatively by means of an ‘OPD retrieving confidence ratio’ defined as follows:

$$\rho = N_\delta / N_T \quad (14)$$

where N_T is the total number of measurement points at the surface of an individual mirror segment and N_δ is the number of points for which the criterion $\sigma_\delta < \lambda_1/10$ is fulfilled,

σ_δ being defined by equation (13) in section 2.2. For each segment of the previous simulated case, the evolution of ρ as a function of the relative spectral bandwidth $\delta\lambda/\lambda$ is tabulated in table 3 and graphically illustrated in figure 8, where the confidence ratio is encoded into a grey scale: white areas are those where the sanity check $\sigma_\delta < \lambda_1/10$ was found successful, while other tones progressively darken as the discrepancies are increased (black tone representing error values greater than or equal to 1 μm). It can be seen that the ‘safe areas’ where piston errors can be unambiguously determined progressively shrink as $\delta\lambda/\lambda$ tends to its maximal

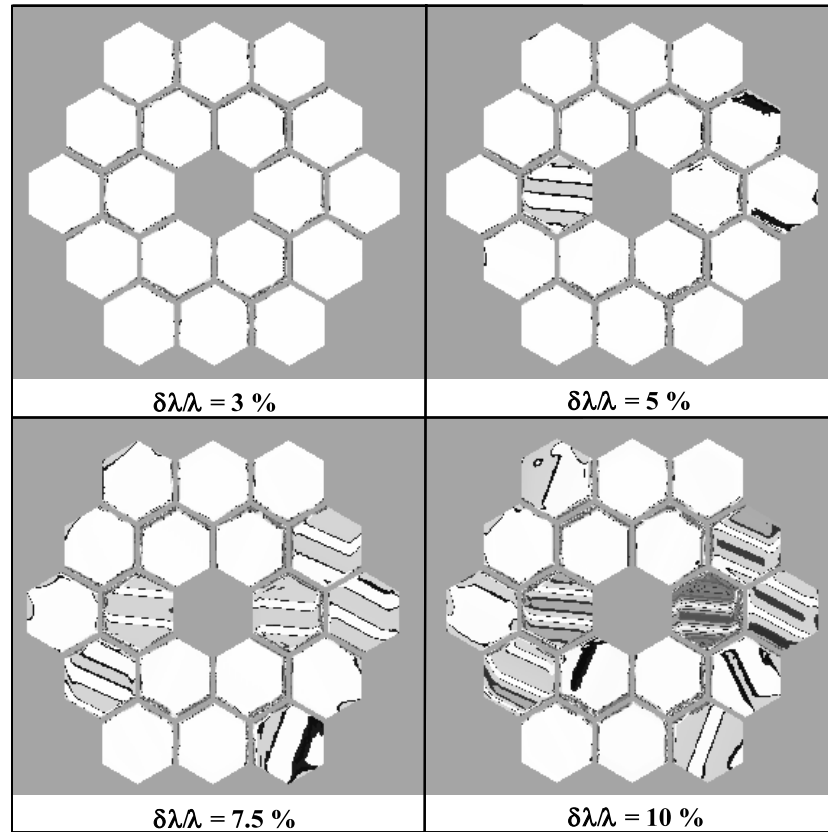


Figure 8. OPD estimation error maps for various spectral bandwidths.

Table 3. Influence of the spectral bandwidth $\delta\lambda/\lambda$ on the OPD retrieving confidence ratio for each mirror segment.

Segment number	Spectral bandwidth $\delta\lambda/\lambda$			
	3%	5%	7.5%	10%
1	100	100	100	100
2	100	100	100	100
3	100	100	59	30
4	100	100	46	23
5	100	100	100	78
6	100	100	100	100
7	100	100	100	64
8	100	100	100	91
9	100	49	25	18
10	100	100	29	9
11	100	99	39	24
12	100	100	100	100
13	100	100	100	100
14	100	100	100	100
15	100	95	35	19
16	100	100	100	60
17	100	100	100	100
18	100	100	100	100

value of 10%, leading to low confidence ratios such as 18% and 9% for segment nos. 9 and 10, respectively. It is quite remarkable, however, that correct piston estimations can still be achieved, probably taking advantage of the high number N_T of available measurement points and of the self-sanity check inherent in the method. Another conclusion derived from the presented numerical results is that the worst confidence ratios

are not only associated with large piston errors, but also with the initial tip-tilt alignment errors of the segments, and this effect stays noticeable even for small piston defects (see, for example, segment nos. 7, 11 and 15).

4.5. Influence of atmospheric perturbations

Keeping the same piston and tip-tilt static errors as above, we finally add moderate seeing perturbations being characterized by a Fried's radius $r_0 = 500$ mm [24], and try to recover the initial wavefront and geometrical alignment errors. It can then be readily observed that the method breaks down when significant reference pupil dimensions or spectral bandwidths are simulated by the numerical model. As an example, figure 9 illustrates the results obtained for a reference pupil radius $r = 200$ mm and $\delta\lambda/\lambda = 7.5\%$, showing the perturbed WFE (top right panel), the resulting PSF (middle left panel, logarithmic scale), the reconstructed WFE (middle right panel) and a raw difference map between both WFEs (bottom left panel). It has been noticed that most of the residual error originates from one particular segment, namely no. 10 where the confidence ratios ρ were found to be the lowest as reported in table 3. Removing this segment from the main pupil allows us to improve significantly the global measurement accuracy (see the bottom right panel of figure 9). However, this stays insufficient for entering within the requirements of section 1. It can be concluded that atmospheric perturbations severely limit the capacities of the method, which cannot be employed for disentangling the piston errors from the seeing. Hence the

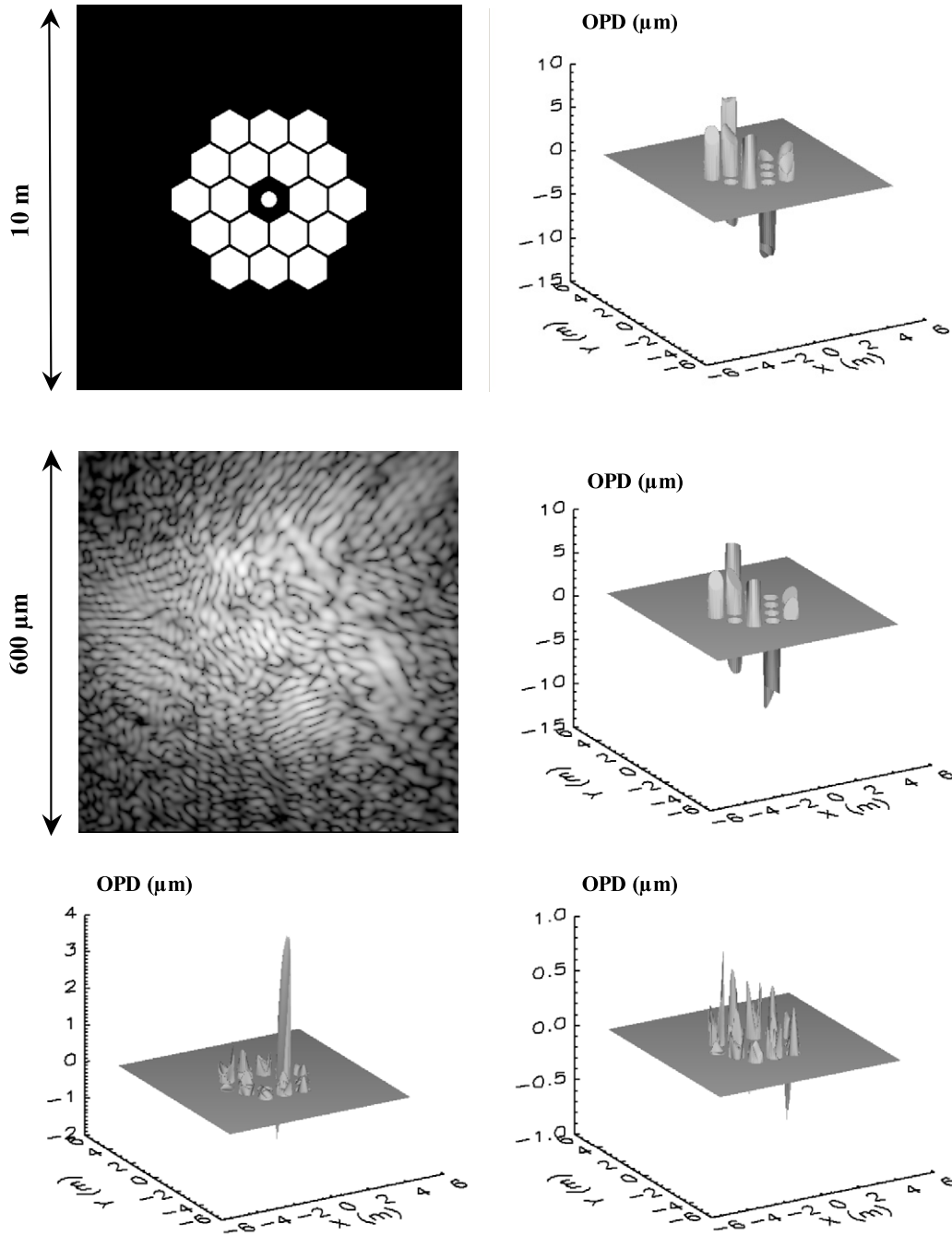


Figure 9. Same representations as in figure 7 with additional seeing perturbations. Top right panel: perturbed WFE for a Fried's radius $r_0 = 500$ mm (PTV = 17.924 μm and RMS = 4.591 μm). Middle left panel: PSF in the image plane (logarithmic scale). Middle right panel: reconstructed WFE (PTV = 18.294 μm and RMS = 4.422 μm). Bottom row: comparison with initial errors (left, PTV = 5.454 μm and RMS = 0.502 μm for the whole 18 segments; right, PTV = 1.403 μm and RMS = 0.151 μm with segment no. 10 excluded).

method should probably be restricted to space applications, or to ground telescopes already equipped with an adaptive optics system or a mono-mode WFE filtering device such as single-mode optical fibres or integrated optics [25].

5. Conclusion

In this paper the optical design of a multi-spectral piston sensor suitable for co-phasing giant segmented mirrors equipping the future Extremely Large Telescopes (ELTs) was presented. The

general theory of the sensor has been presented in detail and numerical simulations demonstrated that direct piston and tip-tilt measurements are feasible within accuracies respectively close to 20 nm and 10 nrad in the RMS sense. Those values are compatible with the usual co-phasing requirements, although the method is severely perturbed by uncorrected atmospheric seeing. It must be emphasized that, although it was presented herein in the sole framework of the ELTs, this method is fully applicable to sparse aperture interferometers.

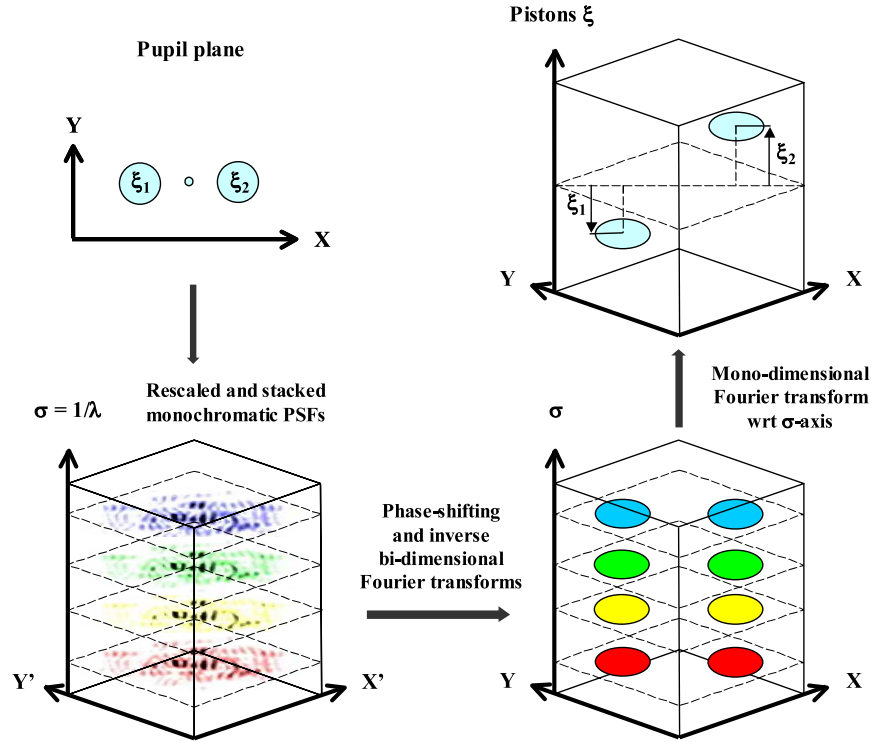


Figure A.1. Possible application of the dispersed speckle method to the multi-spectral PSTI.

Appendix. Connection with the ‘dispersed speckle’ method

The dispersed speckle method was originally proposed by Borkowski *et al* for the co-phasing of ground or space multi-aperture interferometers [2, 15]. It basically consists of reorganizing a series of multi-spectral measured PSFs on a three-dimensional data cube, whose third dimension is scaled in terms of the wavenumber σ (the inverse of the wavelength λ). A three-dimensional inverse Fourier transform of the data cube then allows us to recover information about the piston errors along the third vertical axis. However the floor map of this data cube—being described by relation (4b)—often presents a complex structure, making it difficult to retrieve the original errors. This problem can be solved using phase retrieval algorithms hardly applicable to real-time computing [16].

The previous dispersed speckle procedure can easily be adapted to the case of a multi-spectral phase-shifting TI as illustrated in figure A.1. For that purpose, and neglecting the tip-tilt errors, the relation (8) should be rewritten as follows:

$$C(P, \sigma) \approx \sum_{n=1}^N \exp[2i\pi\sigma\xi_n] B_D(P - P_n). \quad (\text{A.1})$$

The Fourier transform of equation (A.2) with respect to the variable σ is defined as

$$\hat{C}(P, \xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(P, \sigma) \exp[-2i\pi\sigma\xi] d\sigma. \quad (\text{A.2})$$

Combining the two previous relationships readily leads to

$$\hat{C}(P, \xi) = \sum_{n=1}^N B_D(P - P_n) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-2i\pi\sigma(\xi - \xi_n)] d\sigma, \quad (\text{A.3})$$

which, using an elementary property of Fourier transformation, reduces to

$$\hat{C}(P, \xi) = \sum_{n=1}^N B_D(P - P_n) \delta(\xi - \xi_n), \quad (\text{A.4})$$

$\delta(\xi)$ being the Dirac distribution. It turns out that the n th sub-pupil will be shifted of a quantity ξ_n along the vertical axis of the transformed data cube, allowing in principle a fast and accurate determination of its piston error. From a practical point of view, however, the Fourier transform along the piston axis must obey the classical relationship:

$$N_C = 2\xi_{\text{Max}}/\delta\xi, \quad (\text{A.5})$$

where N_C is the total number of spectral channels, and ξ_{Max} and $\delta\xi$ respectively are the half-range and measurement accuracy of the piston errors. Assuming $\xi_{\text{Max}} = 10 \mu\text{m}$ and $\delta\xi = 50 \text{ nm}$ as in the present study we find $N_C = 400$, an excessive number that would certainly degrade the signal-to-noise ratio of the sensor, and therefore its measurement accuracy. It is worth mentioning, however, that a related method is being currently developed for the PRIMA instrument at the focus of the VLTI, making use of a dramatically reduced number of spectral channels [26].

References

- [1] Labeyrie A 1996 Resolved imaging of extra-solar planets with future 10–100 km optical interferometric arrays *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **118** 517–24
- [2] Borkowski V, Labeyrie A, Martinache F and Peterson D 2005 Sensitivity of a ‘dispersed-speckles’ piston sensor for multi-aperture interferometers and hypertelescopes *Astron. Astrophys.* **429** 747–53
- [3] Chanan G A, Troy M, Dekens F G, Michaels S, Nelson J, Mast T and Kirkman D 1998 Phasing the mirror segments of the Keck telescopes: the broadband phasing algorithm *Appl. Opt.* **37** 140–55
- [4] Chanan G A, Troy M and Sirko E 1999 Phase discontinuity sensing: a method for phasing segmented mirrors in the infrared *Appl. Opt.* **38** 704–13
- [5] Paxman R G and Fienup J R 1988 Optical misalignment sensing and image reconstruction using phase diversity *J. Opt. Soc. Am. A* **5** 914–23
- [6] Fienup J R, Marron J C, Schulz T J and Seldin J H 1993 Hubble space telescope characterized by using phase-retrieval algorithms *Appl. Opt.* **32** 1747–67
- [7] Bolcar M R and Fienup J R 2009 Sub-aperture piston phase diversity for segmented and multi-aperture systems *Appl. Opt.* **48** A5–12
- [8] Angel R 2003 Imaging extrasolar planets from the ground *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets (ASP Conference Series vol 294)* ed D Deming and S Seager (San Francisco: ASP) pp 543–56
- [9] Labeyrie A 2004 Removal of coronagraphy residues with an adaptive hologram, for imaging exo-eaths *Astronomy with High Contrast Imaging II (EAS Publications Series vol 12)* ed C Aime and R Soummer (Nice, France: EDP Sciences) pp 3–10
- [10] Yaitskova N, Dohlen K, Dierickx P and Montoya L 2005 Mach–Zehnder interferometer for piston and tip-tilt sensing in segmented telescopes: theory and analytical treatment *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 1093–105
- [11] Hénault F 2006 Conceptual design of a phase shifting telescope-interferometer *Opt. Commun.* **261** 34–42
- [12] Hénault F 2008 Signal-to-noise ratio of phase sensing telescope interferometers *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 631–42
- [13] Hénault F 2008 Telescope interferometers: an alternative to classical wavefront sensors *Proc. SPIE* **7015** 70151X
- [14] Hénault F 2005 Analysis of stellar interferometers as wavefront sensors *Appl. Opt.* **44** 4733–44
- [15] Tarmoul N, Mourard D and Hénault F 2008 Study of a new cophasing system for hypertelescopes *Proc. SPIE* **7013** 70133U
- [16] Martinache F 2004 Global wavefront sensing for interferometers and mosaic telescopes: the dispersed speckles principle *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** 216–20
- [17] Cheng Y-Y and Wyant J C 1984 Two-wavelength phase shifting interferometry *Appl. Opt.* **23** 4539–43
- [18] Creath K 1987 Step height measurement using two-wavelength phase-shifting interferometry *Appl. Opt.* **26** 2810–6
- [19] Tilford C R 1977 Analytical procedure for determining lengths from fractional fringes *Appl. Opt.* **16** 1857–60
- [20] de Groot P J 1994 Extending the unambiguous range of two-color interferometers *Appl. Opt.* **33** 5948–53
- [21] Courtès G and Viton M 1965 Un filtre à bandes passantes multiples, réglables et simultanées destiné à l’analyse spectrophotométrique des images télescopiques *Ann. d’Astrophys.* **28** 691–7
- [22] Laurent F, Hénault F, Renault E, Bacon R and Dubois J P 2006 Design of an integral field unit for MUSE, and results from prototyping *Publ. Astron. Soc. Pac.* **118** 1564–73
- [23] Laurent F, Hénault F, Ferruit P, Prieto E, Robert D, Renault E, Dubois J P and Bacon R 2006 CRAL activities on advanced image slicers: optical design, manufacturing, assembly, integration and testing *New Astron. Rev.* **50** 346–50
- [24] Fried D L 1966 Limiting resolution looking down through the atmosphere *J. Opt. Soc. Am.* **56** 1380–4
- [25] Malbet F, Kern P, Schanen-Duport I, Berger J-P, Rousselet-Perraut K and Benech P 1999 Integrated optics for astronomical interferometry I. Concept and astronomical applications *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **138** 135–45
- [26] Sahlmann J *et al* 2008 Results from the VLTI-PRIMA fringe tracking testbed *Proc. SPIE* **7013** 70131A

Simple Fourier optics formalism for high-angular-resolution systems and nulling interferometry

François Hénault

UMR 6525 CNRS H. Fizeau—Université de Nice–Sophia Antipolis, Centre National de la Recherche Scientifique, Observatoire de la Côte d’Azur, Avenue Nicolas Copernic, 06130 Grasse, France
(francois.henault@obs-azur.fr)

Received August 10, 2009; revised November 12, 2009; accepted November 16, 2009;
posted December 24, 2009 (Doc. ID 115444); published February 22, 2010

Reviewed are various designs of advanced, multiaperture optical systems dedicated to high-angular-resolution imaging or to the detection of exoplanets by nulling interferometry. A simple Fourier optics formalism applicable to both imaging arrays and nulling interferometers is presented, allowing their basic theoretical relationships to be derived as convolution or cross-correlation products suitable for fast and accurate computation. Several unusual designs, such as a “superresolving telescope” utilizing a mosaicking observation procedure or a free-flying, axially recombined interferometer are examined, and their performance in terms of imaging and nulling capacity are assessed. In all considered cases, it is found that the limiting parameter is the diameter of the individual telescopes. A final section devoted to nulling interferometry shows an apparent superiority of axial versus multiaxial recombining schemes. The entire study is valid only in the framework of first-order geometrical optics and scalar diffraction theory. Furthermore, it is assumed that all entrance subapertures are optically conjugated with their associated exit pupils. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 070.0700, 110.2990, 110.5100, 110.6770, 350.1260.

1. INTRODUCTION

High-angular-resolution optical systems have been developed for more than one century, spanning from the historical Michelson’s interferometer [1] to the first fringes formed between two separated telescopes by Labeyrie [2]. Techniques of long-baseline stellar interferometry are now widely accepted and understood [3], giving birth to modern observing facilities such as the Keck interferometer, VLTI (Very Large Telescope Interferometer), or CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy) that are now intensively used to produce flows of high-quality scientific results, mainly in the field of stellar physics. In spite of this success some new ideas on ground or spaceborne multiaperture observatories emerged in the past two decades, among which are infrared nulling interferometers dedicated to the search for extrasolar planets [4–6] and visible hypertelescopes having unsurpassed imaging capacities [7]. Much has already been written about the mathematical descriptions of these two different types of instrument (see, for example, [8–10] and [11], respectively): it appears, however, that they can be regrouped together under a common and simple analytical formalism based on Fourier optics theory, also applicable to long-baseline interferometry or to the tentative design of an hypothetical “superresolving telescope” (SRT). This formalism is briefly presented in Section 2, and a comprehensive roadmap to the various presented analytical relationships and numerical simulations is provided in Section 3. The general properties of imaging arrays are discussed in Section 4, as well as three examples of high-angular-resolution instruments. Some other important consequences applicable to nulling interferometry are de-

rived in Section 5. Planned future work and conclusions are finally presented in Sections 6 and 7.

2. FORMALISM

In this section are described the main optical and geometrical characteristics of the considered multiaperture, high-angular-resolution systems and the analytical formalism relevant to their capacities for imaging and coupling into single-mode waveguides (SMWs).

A. Coordinate Systems and Scientific Notation

The main reference frames employed on-sky, on the entrance and exit pupils, and in the image plane are represented in Figs. 1 and 2 and are defined as follows:

- The observed sky objects are located at infinite distance and are determined by a unitary vector \mathbf{s}_0 pointed along their direction. The cosine directors of \mathbf{s}_0 are approximately equal to (l, u, v) , where u and v are the angular coordinates of the celestial target.
- The entrance pupil plane $X_P Y_P$ is perpendicular to the main optical axis Z . It is assumed that all the subapertures lay in that plane, whose reference point is denoted O_P .
- Similarly, all the output subpupils are arranged in a common exit pupil plane $X'_P Y'_P$ referenced to point O'_P .
- The image plane $X'Y'$ is attached to the focal point O' of the multiaperture optical system. A unitary image vector \mathbf{s} is associated to any point M' in the focal plane via the relation $\mathbf{s} = \mathbf{O}'_P \mathbf{M}' / |\mathbf{O}'_P \mathbf{M}'|$.

It has to be emphasized that all vectors appear in bold

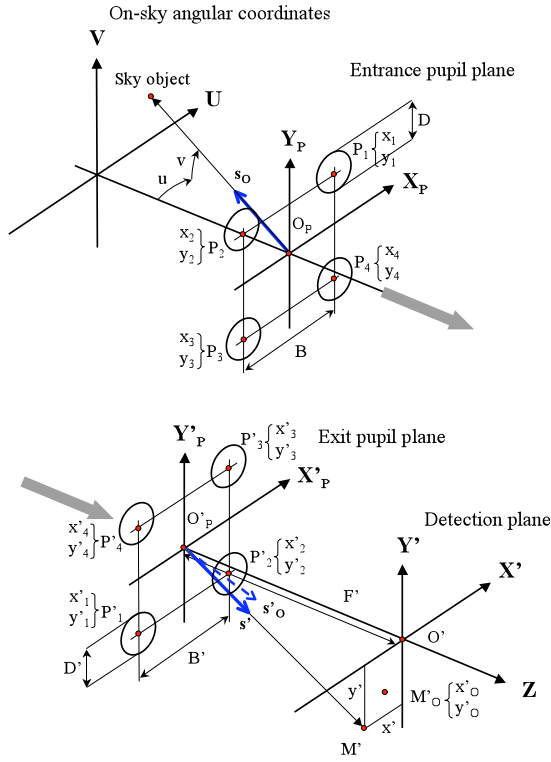


Fig. 1. (Color online) Reference frames on sky, on the entrance and exit pupils, and in the image plane.

characters. However, to simplify certain analytical relationships presented in the remainder of the text, a condensed notation in bold italic characters has been adopted for vectors perpendicular to the Z axis, which will be identified only by their tip point (the origin point being either O_P , O'_P or O'). For instance, \mathbf{P}_n , \mathbf{P}'_n and \mathbf{M}' respectively, stand for $O_P\mathbf{P}_n$, $O'_P\mathbf{P}'_n$, and $O'\mathbf{M}'$ throughout the paper.

B. General Description of Optical System

Let us consider a multiple-aperture, high-angular-resolution system such as depicted in Fig. 3. It is basically composed of N individual collecting telescopes (denoted $L1_n$ in the Fig. 3 with index n related to the considered

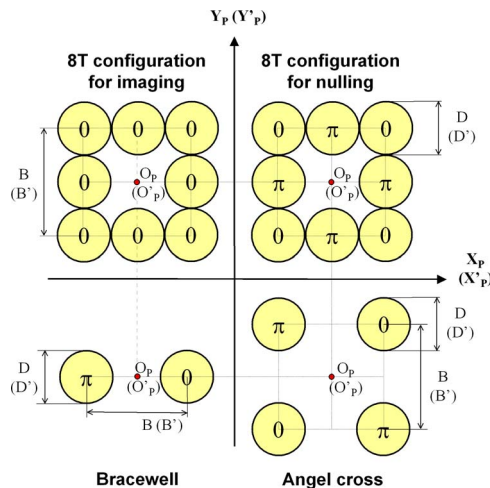


Fig. 2. (Color online) Geometrical configurations of entrance and exit pupils.

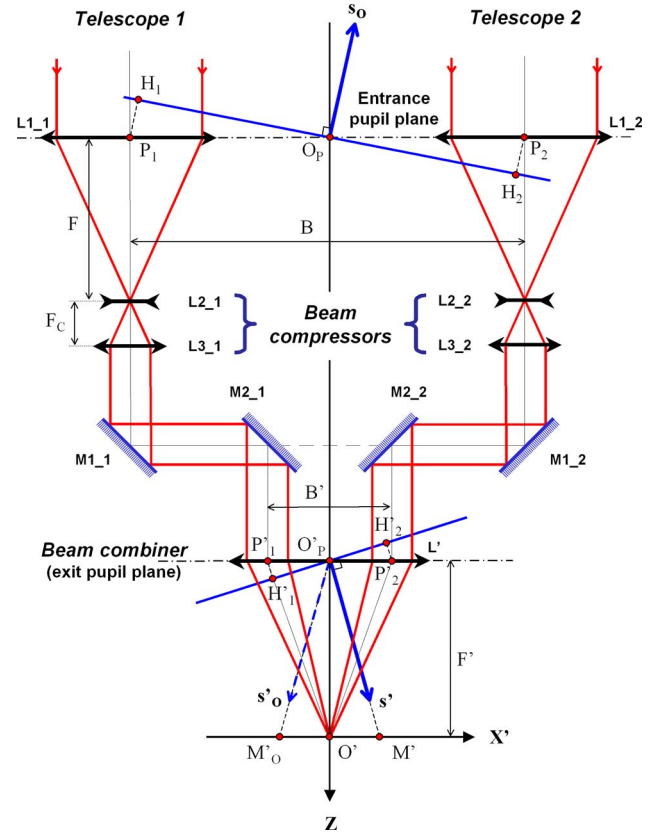


Fig. 3. (Color online) Input and output optical layout of a generic multi-aperture, high angular resolution system.

telescope and $1 \leq n \leq N$), each having identical diameters D and focal lengths F . Between each telescope and the exit combiner L' are positioned identical optical trains (from lens $L2_n$ to mirror $M2_n$; note that all components represented by thin lenses could actually be reflective optics) in charge of collimating, compressing and conveying the optical beams. One basic assumption of this study is that each output subpupil is optically conjugated with its corresponding input subpupil: this implies that there must exist some divergent optics $L2_n$ imaging each telescope entrance aperture (centred on point P_n in plane $X_P Y_P$; see Figs. 1 and 3) on a corresponding area in the exit pupil plane (of fixed diameter D' and centred on point P'_n in plane $X'_P Y'_P$). In practice the latter optical elements are commonly found in most multiaperture interferometric facilities. Let, finally, F_C be the focal length of the collimating lens $L3_n$, and assume that the interference fringes are formed and observed at the focal plane of a multiaxial beam combiner L' , whose focal length is denoted F' . The existing optical conjugations between the sky object and the image plane, on the one hand, and input and output pupils, on the other hand, imply that the pupil magnification ratio m is equal to the ratio of the focal lengths of both collimating lens $L3_n$ and entrance telescope $L1_n$:

$$m = D'/D = F_C/F, \quad (1)$$

while the magnification m_C of the combining optics is written as

$$m_C = F'/F_C. \quad (2)$$

For a given celestial object of angular coordinates (u, v) pointed out by vector \mathbf{s}_0 and any point M' of coordinates (x', y') in the final image plane $X'Y'$, the total optical path difference (OPD) is equal to (see Fig. 3)

$$\zeta_n = [P'_n H'_n] + [P_n H_n] \quad (3)$$

for the n th interferometer arm, since the optical paths between points P_n and P'_n are constant throughout the whole field of view (FoV) as a consequence of pupil conjugations. Using the condensed scientific notation described in Subsection 2.A, Eq. (3) can be rewritten as a sum of scalar products very similar to the well-known diffraction gratings formula:

$$\zeta_n = \mathbf{O}'_p \mathbf{P}'_n \mathbf{s}' + \mathbf{O}_p \mathbf{P}_n \mathbf{s}_0 = \mathbf{P}'_n \mathbf{s}' + \mathbf{P}_n \mathbf{s}_0. \quad (4)$$

In the frame of the first-order optics approximation to which this study will be entirely restricted, \mathbf{s}' is approximated by

$$\begin{aligned} \mathbf{s}' &= \mathbf{O}'_p \mathbf{M}' / |\mathbf{O}'_p \mathbf{M}'| \approx (\mathbf{O}'_p \mathbf{O}' + \mathbf{O}' \mathbf{M}') / F' \\ &\approx (\mathbf{O}'_p \mathbf{O}' + \mathbf{M}') / F'. \end{aligned} \quad (5)$$

It is furthermore convenient to transpose the sky vector \mathbf{s}_0 into the $X'Y'$ image plane, where it corresponds to the vector \mathbf{s}'_0 and paraxial image M'_0 of Cartesian coordinates (x'_0, y'_0) :

$$\mathbf{O}'_p \mathbf{M}'_0 = \mathbf{O}'_p \mathbf{O}' + \mathbf{O}' \mathbf{M}'_0 = -m_c F \mathbf{s}_0 = -F' \mathbf{s}'_0 / m, \quad (6a)$$

and, inversely,

$$\mathbf{s}_0 = -m(\mathbf{O}'_p \mathbf{O}' + \mathbf{O}' \mathbf{M}'_0) / F' = -m(\mathbf{O}'_p \mathbf{O}' + \mathbf{M}'_0) / F'. \quad (6b)$$

Combining relationships (1), (2), (4), (5), and (6b) and noting that the scalar products $\mathbf{P}'_n \mathbf{O}'_p \mathbf{O}'$ and $\mathbf{P}_n \mathbf{O}'_p \mathbf{O}'$ are equal to zero finally leads to a condensed expression of the OPD ζ_n , which is

$$\zeta_n = \mathbf{P}'_n \mathbf{M}' / F' - m \mathbf{P}_n \mathbf{M}'_0 / F'. \quad (7)$$

C. Complex Amplitude in Image Plane

The total distribution of complex amplitude $A_T(M', M'_0)$ created in the image plane by the multiaperture optical system can now be expressed as the sum of N amplitudes diffracted by the individual subpupils, centered on the paraxial image M'_0 and carrying phase terms ϕ_n proportional to the OPD defined in Eq. (7); i.e., $\phi_n = k\zeta_n$, where $k = 2\pi/\lambda$ and λ is the wavelength of the electric field, assumed to be monochromatic. Since all output pupils have the same diameter D' , a general expression for $A_T(M', M'_0)$ is derived:

$$A_T(M', M'_0) = \hat{B}_{D'}(M' - M'_0) A(M', M'_0), \quad (8)$$

where $\hat{B}_{D'}(M')$ stands for the amplitude diffracted by a single subpupil and $A(M', M'_0)$ is a combination of complex amplitudes associated with the geometrical arrangement of the subpupils (each of them being reduced to a pinhole), which may be seen as a fictitious bidimensional diffraction grating:

$$\begin{aligned} A(M', M'_0) &= \sum_{n=1}^N a_n \exp[i(\varphi_n + k\zeta_n)] \\ &= \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik(\mathbf{M}' \mathbf{P}'_n - m \mathbf{M}'_0 \mathbf{P}_n) / F']. \end{aligned} \quad (9)$$

Here a_n and φ_n , respectively, are the amplitude transmission factors and phase differences introduced along the n th arm of the interferometer. The phase terms φ_n are suitable for introducing different optical delays on each individual arm, which is one of the basic principles of nulling interferometry, and the amplitudes a_n are normalized such that $\sum_{n=1}^N a_n = 1$.

D. Object-Image Relationship

Let us now consider a spatially extended sky object whose brightness distribution is described on-sky by the bidimensional distribution $O(\mathbf{s}_0)$ that is rescaled into $O(M'_0)$ in the image plane. In the most general case, the multiaperture system forms in the $X'Y'$ plane an image $I(M')$ composed of elementary intensity contributions $|A_T(M', M'_0)|^2$, weighted by the function $O(M'_0)$:

$$\begin{aligned} I(M') &= \int \int_{M'_0} O(M'_0) |A_T(M', M'_0)|^2 dM'_0 \\ &= \int \int_{M'_0} O(M'_0) |\hat{B}_{D'}(M' - M'_0)|^2 \\ &\quad \times \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik(\mathbf{M}' \mathbf{P}'_n - m \mathbf{M}'_0 \mathbf{P}_n) / F'] \right|^2 dM'_0 \end{aligned} \quad (10)$$

At first glance, the previous expression looks somewhat different from the convolution relationship classically established between an object and its image formed by an optical system: that point will be further addressed in Subsection 4.A.

E. Coupling into Single-Mode Waveguides

Since the success of the FLUOR (Fiber Linked Unit for Recombination) instrument [12] equipped with single-mode fibers (SMFs), the employment of SMWs in stellar interferometry has been growing extensively and is now being considered for future applications such as high-angular-resolution imaging [13] or nulling interferometry [14]. SMW show the unique property of filtering the wavefront errors introduced by the collecting optics (or the atmosphere for ground instrumentation) on larger spectral bands than simple pinholes collect [15,16]. In addition SMWs preserve the complex amplitude $A_O(M'_0)$ of the considered object. The relation between $A_O(M'_0)$ and the object irradiance distribution $O(M'_0)$ considered in the previous section is such that

$$|A_O(M'_O)|^2 = O(M'_O). \quad (11)$$

Hence the complex amplitude in the image field is written as, in the most general case,

$$A_I(M') = \int \int_{M'_O} A_O(M'_O) A_T(M', M'_O) dM'_O, \quad (12)$$

and the optical power coupled into a waveguide centered on point M'_G in the $X'Y'$ plane and whose modal function, denoted $G(M')$, is equal to the square modulus of the so-called overlap integral [17]:

$$\rho(M'_G) = \int \int_{M'} A_I(M') G^*(M' - M'_G) dM' \quad \Bigg/ \quad \gamma \quad (13)$$

with $\gamma = [\int_{M'} |G(M')|^2 dM']^{1/2}$; the asterisk denotes the complex conjugate. This study is limited to the case when the SMW is located on axis ($\mathbf{O}'\mathbf{M}'_G = \mathbf{0}$) and the sky object is an off-axis extrasolar planet centred on point M'_P and described by the Dirac distribution $\delta(M' - M'_P)$. Then, combining Eqs. (12), (13), and (8) leads to

$$\begin{aligned} \rho(M'_P) &= \int \int_{M'} A_T(M', M'_P) G^*(M') dM' \quad \Bigg/ \quad \gamma \\ &= \int \int_{M'} G^*(M') \hat{B}_{D'}(M' - M'_P) \\ &\quad \times \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik(\mathbf{M}'\mathbf{P}'_n \\ &\quad - m\mathbf{M}'_P\mathbf{P}'_n)/F'] dM' \quad \Bigg/ \quad \gamma. \end{aligned} \quad (14)$$

Further developments of the above analytical formulas are provided in Section 5.

3. ROADMAP TO THEORY AND NUMERICAL SIMULATIONS

This brief section, intended to help the reader, provides a short overview of the theory and numerical simulations that are presented afterwards. Two major, different cases will be considered successively:

Case 1. The object–image relationships applicable to various types of multiaperture imaging systems are first introduced and discussed in Section 4. Different geometrical configurations of the entrance and exit subpupils characterized by their vectors \mathbf{P}_n and \mathbf{P}'_n have been studied. In particular, it is shown that for two typical subcases, namely, the SRT and the axially combined interferometer (ACI), a third function $F(M')$ appears in the classical object–image relationship, hereafter called the far-field fringe function. For those two systems, the role of this function seems to be at least as important as the usual notions of point spread function (PSF) and optical transfer function (OTF). The imaging capacities of the SRT and ACI are further explored and illustrated by a set of numerical simulations.

Case 2. The same approach is also applied to nulling interferometers in Section 5, where it serves for computing the throughput maps of the optical power emitted by an extrasolar planet and coupled into a SMW. Here again, new simple analytical relationships (this time involving a far-field amplitude function and cross-correlation products) are derived. Numerical simulations allow evaluating the best combining scheme (axial or multiaxial), a major trade-off that is still open in the field of nulling interferometry.

Table 1 presents a synthetic view of the major studied

Table 1. Overview of Considered Optical Configurations

Case	No. of Telescopes	Subpupil Configurations	Object–Image Relationship	Section
Imaging configurations				
Fizeau-like interferometer		$\mathbf{P}'_n = m\mathbf{P}_n$ (golden rule $m' = m$, no densification)	Convolution	4.A
Hypertelescope	8	$\mathbf{P}'_n = m'\mathbf{P}_n$ (high densification, $m/m' \gg 1$)	No simplified expression	4.B
SRT	1	$\mathbf{P}_n = \mathbf{0}$	Convolution followed by multiplication with far-field fringe function	4.C
ACI	8	$\mathbf{P}'_n = \mathbf{0}$	Multiplication with farfield fringe function followed by convolution	4.D
Nulling configurations				
Nulling Fizeau-like interferometer	2 (Bracewell)	$\mathbf{P}'_n = m\mathbf{P}_n$	Not applicable	5.A
Nulling SRT		$\mathbf{P}_n = \mathbf{0}$	Not applicable	5.B
Nulling ACI	2, 4 (Angel cross), 8	$\mathbf{P}'_n = \mathbf{0}$	Not applicable	5.C

Table 2. Numerical Values of Main Physical Parameters for Various Simulated Cases

Case	No. of Entrance Pupils	No. of Exit Pupils	B (m)	D (m)	F (m)	F_C (mm)	B' (mm)	D' (mm)	F' (mm)	Section
Imaging configurations										
Hypertelescope	8	8	variable	5	50	300	60	30	100	4.B
SRT	1	8	0	5	50	300	60	30	100	4.C
ACI	8	1	variable	5	50	1000	0	100	100	4.D
Nulling configurations										
Nulling Fizeau-like interferometer	2	2	20	5	50	100	50	10	100	5.A
Nulling SRT	1	2	0	5	50	500	50	50	100	5.B
Nulling ACI	2, 4, 8	1	20	5	50	100	0	10	100	5.C

cases. Most of them are further illustrated with the help of numerical simulations, whose main parameters such as input/output pupil geometry and optical characteristics are given in Table 2. All computations are carried out at a wavelength $\lambda = 10 \mu\text{m}$. We consider generic collecting telescopes of 5 m diameter open at $F/10$. For all imaging configurations the focal lengths F_C of the collimating optics were adjusted according to relation (1) to achieve a maximal densification in the exit pupil plane with a fast aperture number equal to 1. It must be noted that we imposed the same entrance baseline values $B = 20$ m for all Fizeau-like and axially combined nulling interferometric configurations. All those figures have not been optimized in depth, although they already provide good preliminary ideas of what real optomechanical implementations would be.

4. GENERAL IMAGING PROPERTIES

In this section is demonstrated the basic property of multiaperture imaging systems obeying the golden rule (Subsection 4.A), followed by different theoretical expressions and numerical simulations undertaken for the cases of hypertelescopes (Subsection 4.B), SRTs (Subsection 4.C), and axially combined, sparse aperture interferometers (Subsection 4.D).

A. Golden Rule for Fizeau-Like Interferometers

The famous “pupil in=pupil out” condition was initially introduced by Beckers *et al.* [18,19], who were seeking to achieve an extended operational FoV on the Multiple Mirror Telescope facility [20]. For that purpose they established that the internal and external OPDs—here the first and second terms of Eq. (7)—should cancel each other over the whole FoV, a condition that can be realized only if the exit pupil is homothetic to the entrance pupil. Alternative demonstrations of this statement, sometimes called the golden rule of stellar interferometry, can also be found in other papers [21–25]. Hereafter we will designate an interferometric array satisfying this golden rule as a Fizeau-like interferometer (and not a Fizeau interferometer, since the latter appellation is sometimes understood as a monolithic telescope equipped with a multiple-aperture screen).

The previous golden rule can be retrieved in a straightforward manner from the formalism used in Eq. (10). The condition for the input and output pupils to be homothetic is just

$$\mathbf{P}'_n = m' \mathbf{P}_n \quad (15)$$

for all individual subapertures ($1 \leq n \leq N$), m' being the geometrical magnification factor of the entire multiaperture array, from the input to the output pupil planes (m' is also equal to B'/B , using the baseline parameters defined in Figs. 2 and 3). It is assumed in the whole study that m' is a free parameter (not necessarily being equal to the optical magnification ratio m), which allows us to study the cases of spaceborne, free-flying interferometers or hypertelescopes. Then the OPD ζ_n expressed in Eq. (7) becomes

$$\zeta_n = (m' \mathbf{M}' - m \mathbf{M}'_O) \mathbf{P}_n / F', \quad (16)$$

and the pupil in=pupil out condition takes the simple form

$$m' = m, \quad (17)$$

allowing the intensity distribution $I(M')$ to become a convolution product between the object $O(M')$ and the PSF of the multiaperture optical system, the latter being equal to the PSF of one individual subaperture multiplied by the far-field fringe function generated by the geometrical arrangement of the subpupils. Hence the object–image relationship of the Fizeau interferometer is finally applicable:

$$\begin{aligned}
 I(M') &= \int \int_{M'_O} O(M'_O) |\hat{B}_{D'}(M' - M'_O)|^2 \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \right. \\
 &\quad \times \exp[ikm(\mathbf{M}' - \mathbf{M}'_O) \mathbf{P}_n / F'] \left. \right|^2 dM'_O \\
 &= O(M') * \left[|\hat{B}_{D'}(M')|^2 \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \right. \right. \\
 &\quad \times \exp[ikm \mathbf{M}' \mathbf{P}_n / F'] \left. \right|^2 \Big], \quad (18)
 \end{aligned}$$

which is in agreement with Harvey *et al.* [26]. Our current knowledge of Fizeau-like interferometers is today well established: their essential property dictated by the golden rule is that their full output pupil (in plane $X'_p Y'_p$) must be a reduced replica of their entrance pupil (in plane $X_p Y_p$) as shown in Fig. 4. Harvey *et al.* [27,28] demonstrated that in that case the best images are obtained when the dilution factor is maximized, i.e., when two or more input/output subpupils are placed edge to edge, providing a better coverage of the OTF plane (also named the U–V plane in the field of aperture synthesis). Until now, most of the multiapertures imaging systems that have been constructed are Fizeau-like interferometers (e.g., the Multiple Mirror Telescope [20], the Large Binocular Telescope [29], or the Multiple Instrument Distributed Aperture Sensor [30]).

We shall now focus our attention on three attractive cases where the golden rule is not respected—as in the original Michelson apparatus. The studied geometrical configurations for the entrance and exit apertures are depicted in Fig. 2, while the values of the major parameters used for numerical simulations are those provided in Table 2.

B. Hypertelescopes

The major difference between the previous Fizeau-like interferometer and the hypertelescope concept originally proposed by Labeyrie in [7] is that the golden rule is no longer being respected. Hence the convolution relation (18) is not applicable, and the classical notions of PSF and OTF acquire a different signification. It has been shown, however, that a hypertelescope is still able to provide direct, highly spatially resolved images of extrasolar planets in a narrow FoV when kilometric baselines B are imposed [7]. The conceptual optical layout of the system is summarized in the Fig. 5, which shows, when compared with the basic design of Fig. 3, an additional group of lenses (or mirrors) incorporated along each separated arm. That group is named the beam densifier and is composed of three optical components, $L4_n$, $L5_n$ and $L6_n$.

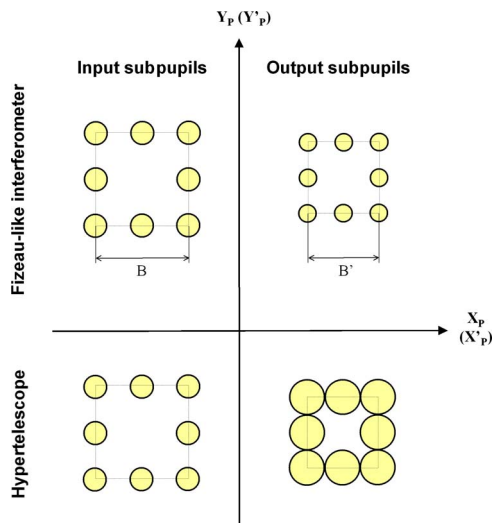


Fig. 4. (Color online) Input and output subpupil configurations for the Fizeau-like interferometer (top) and hypertelescope (bottom).

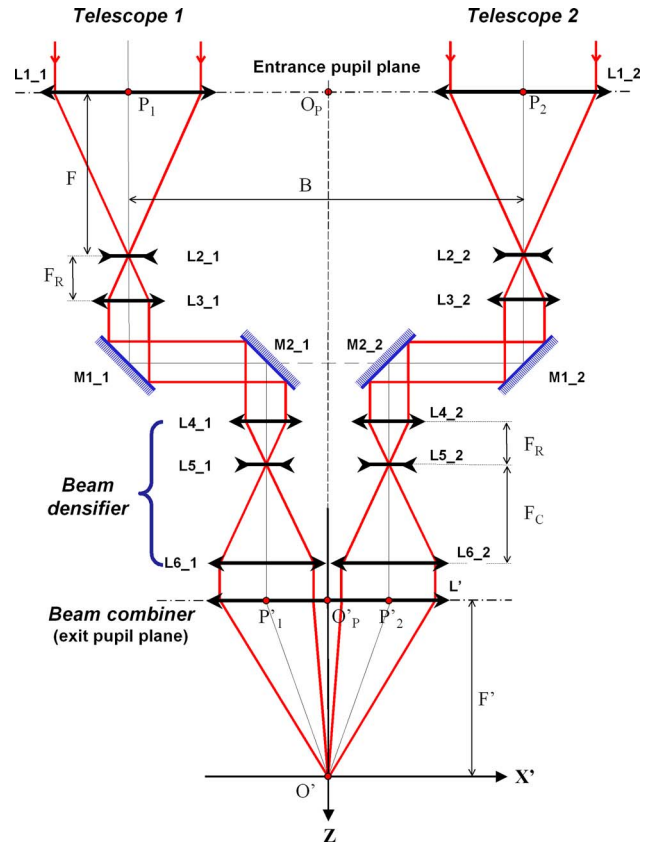


Fig. 5. (Color online) Schematic layout of a hypertelescope.

The couple ($L4_n$; $L6_n$) has the principal function of enlarging the diameter D' of the N output pupils in such a way that they are rearranged side by side (or as close as possible) in the plane of the recombining optics (see Fig. 4): it has been demonstrated that such a pupil densification technique allows one to minimize the core of the PSFs with respect to the classical Fizeau configuration, and therefore to improve the spatial resolution of the images [11]. Optional diverging optics $L5_n$ can serve to relay the pupil images downstream. It can be assumed without loss of generality that the input and output focal lengths F_R of the whole relay optics (from $L3_n$ to $L4_n$) are identical, and thus their magnification is taken to be equal to 1.

From a theoretical point of view, the hypertelescope is often characterized by its densification factor d (obviously linked to Harvey's dilution factor evoked in the previous section), here equal to m/m' according to the employed notations. The OPD ζ_n can thus be rewritten as

$$\zeta_n = m'(\mathbf{M}' - d\mathbf{M}'_0)\mathbf{P}_n/F', \quad (19)$$

and it may be expected that for very long baselines (e.g., $B > 1$ km), d becomes significantly higher than unity; therefore the vector \mathbf{M}' can be neglected in Eq. (19). Hence the hypertelescope would tend to behave like the ACI described in Subsection 4.D. That point, however, has not been fully confirmed by the results of the numerical simulations presented here, for which I consider a free-flying array composed of eight telescopes with varying baseline B , whose apertures are disposed along a square contour as shown on the top left panel of Fig. 2. Owing to

the values adopted for F and F_C (see Table 2), the golden rule is respected when $m=m'=B'/B=F_C/F=3/500$. This condition leads to an entrance baseline B equal to 10 m when the baseline of the exit pupils B' is set equal to 60 mm in order to achieve maximal densification (see Table 2). The point is illustrated by Fig. 6, showing different simulated images of a given object (here a picture of Saturn, not to scale) formed by a hypertelescope for various values of B . It is observed that the best image resolution is clearly achieved when the golden rule is fulfilled (i.e., $B=10$ m, implying that the eight entrance pupils are connected), while for longer baselines the images become perturbed by destructive interference patterns without showing appreciable resolution enhancement. Mathematically, this is most probably because the high densification factors associated with very long baselines B are actually used to probe small-angular-size objects: hence both vectors \mathbf{M}' and $d\mathbf{M}'_O$ remain of the same magnitude order, and none of them can be neglected, preventing Eq. (10) from being reducible to a convolution product. It can be concluded that the classical golden rule remains fully applicable to hypertelescopes, which should noticeably restrict their scientific domain of application: in fact, a hypertelescope governed by the golden rule is nothing else than a Fizeau-like interferometer such as described in the previous section and will suffer from the same limitations

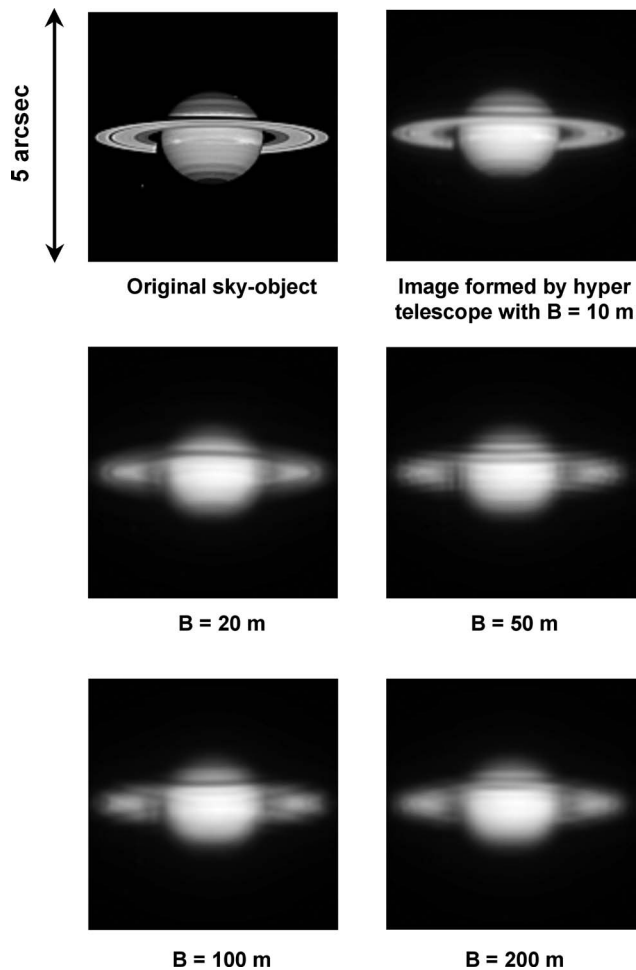


Fig. 6. Images formed by a hypertelescope for various baseline values B at $\lambda=10\ \mu\text{m}$ (original object shown in top left panel).

for highly diluted arrays (e.g., spurious parasitic images superimposed on the observed sky object [11,28]).

It has also to be highlighted that the above numerical computations were long and cumbersome (15 h of computing time required for a 149×149 image sampling), since the integral in Eq. (10) was evaluated iteratively for each grid sample. This drawback disappears when Eq. (10) can be reduced to a convolution product, which happens for two particular cases (in addition to the Fizeau-like interferometer) that are examined in the following sections: the SRT (Subsection 4.C) and the axially recombined interferometer (Subsection 4.D).

C. Superresolving Telescope

The term SRT is inspired from Toraldo di Francia [31], who showed that single pupil optical systems may attain subdiffraction resolution when their surface is constituted of alternating concentric rings of variable thickness and phase differences. The principle has been demonstrated experimentally in the microwave band [32], initiating discussions to assert whether the Rayleigh limit was overcome—indeed it was not, since in that case most of the optical power is radiated outside of the first lobe of the Airy spot. More recently, Greenaway *et al.* evoked the pupil replication technique [33,34], which is not very far from the principle presented below. Nevertheless, their formalism was limited to the one-dimensional case, which probably prevented them from deriving the general object-image relationship (20a) and (20b) applicable to the SRT.

Mathematically speaking, a SRT is obtained when all the individual entrance subapertures of a hypertelescope are merged into the single pupil of one monolithic telescope (i.e., $\mathbf{P}_n=\mathbf{0}$ for any n). Practically, this can be realized by the schematic optical layout presented in Fig. 7: one single collecting afocal telescope optically feeds a number N of off-axis, parallel exit arms that are multiaxially recombined downstream by a fast aperture lens or mirror L' . The beams are separated by means of a set of cascaded beam splitters, denoted BS1 and BS2_{*n*}, placed at the output port of the afocal telescope. The whole optics arrangement is such that each beam experiences the same number of reflections and transmissions on the beam splitters and folding mirrors M1_{*n*} (this requirement may not be necessary for direct imaging, but will become crucial in the perspective of a nulling SRT as discussed in Subsection 5.B). The unused reflected or transmitted beams are directed toward metrology sensors that can be used, for example, to monitor the telescope pointing misalignments or wavefront errors. The beams densifiers and combining optics are similar to those already described in the previous section, and the pupil conjugations are ensured by either L2 or L5_{*n*} elements, or both. It must be emphasized that all the optical components between BS1 and the exit recombiner may be of rather modest size and may be assembled into a common structure, thus considerably relaxing the mechanical and thermal stability requirements applicable to the free-flying hypertelescope.

Setting $\mathbf{P}_n=\mathbf{0}$ in Eq. (10) readily leads to a simplified expression of the image distribution $I(\mathbf{M}')$ in the $X'Y'$ plane, being equal to the convolution product between the

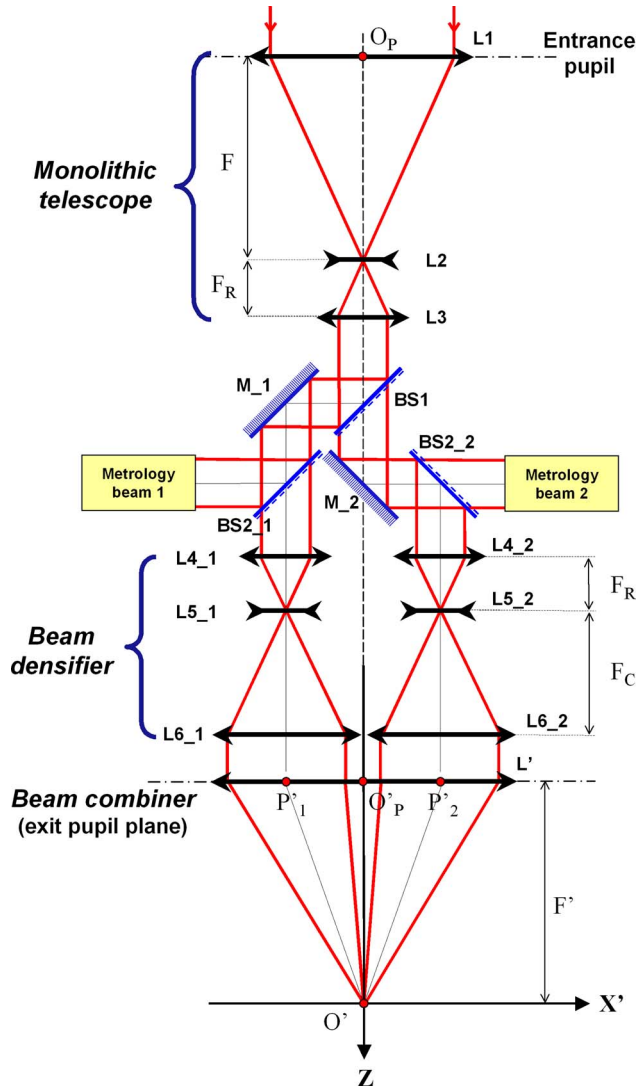


Fig. 7. (Color online) Conceptual optical layout of a SRT.

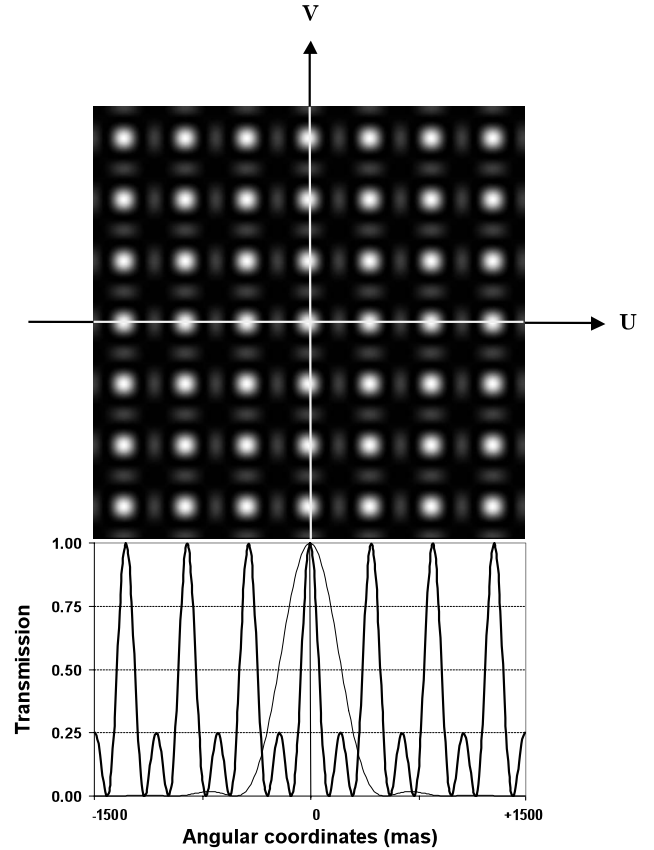
object and the PSF of a subpupil, multiplied by a masking function $F(M')$ —herein called the far-field fringe function—resulting from constructive and destructive interference generated by the geometrical disposition of pinhole exit subapertures:

$$I(M') = \int \int_{M'_O} O(M'_O) |\hat{B}_{D'}(M' - M'_O)|^2 \times \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik\mathbf{M}'\mathbf{P}'_n/F'] \right|^2 dM'_O = F(M') [O(M') * |\hat{B}_{D'}(M')|^2], \quad (20a)$$

where

$$F(M') = \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ik\mathbf{M}'\mathbf{P}'_n/F'] \right|^2. \quad (20b)$$

The previous relationships are evidence of the important role of the far-field fringe function. Figure 8 displays a gray-scale transmission map and a horizontal slice of

Fig. 8. Gray-scale map and slices along the U – V axes of the far-field fringe function $F(M')$ projected on sky by the SRT.

$F(M')$, which can be considered an occulting screen pierced by a square grid of transparent holes, masking the observed object. The mask is indeed the Fourier transform of the sum of eight individual Dirac distributions whose locations correspond to the centers of each output subpupil (see Fig. 2) and appears as a series of thin transmission peaks arranged on a regular square grid. Examining the slice of $F(M')$ at the bottom of Fig. 8, we find that the peak width is significantly narrower than the width of the PSF of an equivalent 5 m telescope for the considered wavelength (the two functions are respectively represented by thick and thin curves at the bottom of Fig. 8). One can then imagine introducing small misalignments of the telescope optical axis with respect to the sky object, allowing it to be scanned spatially as if it were observed through a moving mask. The accumulated images could then be recombined via a shift-and-add mosaicking procedure whose principle is depicted in Fig. 9: starting from an arbitrary transmission peak, the square angular area separating it from its closest neighbors (400 msec of arc wide, as indicated by dotted lines in Fig. 9) is explored along the U and V axes by steps of 100 msec, which is roughly equal to the full width at half-maximum of the individual transmission peak. All the acquired images are then stored, recentered, and added incoherently, yielding an apparently superresolved image where the information present in the differently masked objects is simply combined. However, and regardless of the much longer required telescope observation time, the method suffers from two fundamental limitations:

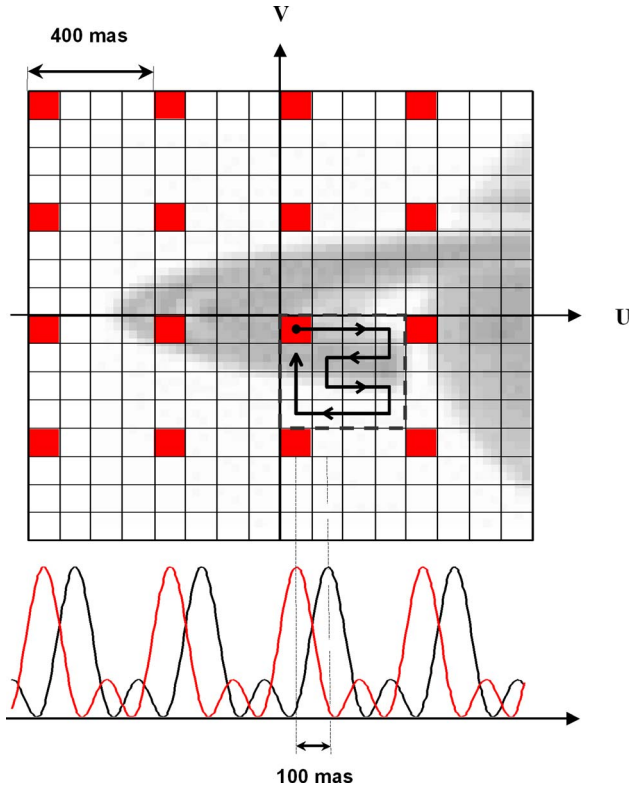


Fig. 9. (Color online) Illustration of the 4×4 mosaicking procedure. The optical axis of the telescope is tilted by steps of 100 msec, scanning a 400×400 msec square angular area.

1. The essential limitation is indeed a natural consequence of basic relation (20a) and (20b), where the convolution product between the object $O(M')$ and the PSF of the telescope $|\hat{B}_D(M')|^2$ takes place *before* the superresolving process is started: it may thus be expected that a large amount of the spatial information regarding the sky object has already disappeared and will not be retrieved by means of the sole far-field fringe function $F(M')$ and its associated mosaicking procedure.

2. Moreover, for this particular eight-subaperture configuration, the function $F(M')$ exhibits regular parasitic peaks of 25% transmission (clearly visible in Fig. 8), thereby introducing spatial crosstalk between the successive elementary acquisitions and a scrambling of the final, reconstructed image. However this drawback seems to be less critical than the previous one, since Fourier optics theorems tell us that incorporating more output subpupils in the SRT should minimize and even eliminate the parasitic peaks.

From a purely computational point of view, the convolution product in Eq. (20a) and (20b) can be quickly and efficiently calculated by means of conventional, fast double-Fourier-transform algorithms. In Fig. 10 are presented a series of numerical simulations illustrating the whole measurement process: the top row shows the same sky object as in Fig. 6 and its image observed through a 5 m telescope at the wavelength $\lambda = 10 \mu\text{m}$. The bottom left panel exhibits a raw image produced by a SRT of the same diameter having eight exit subapertures and whose geometrical characteristics are provided in Table 2: the

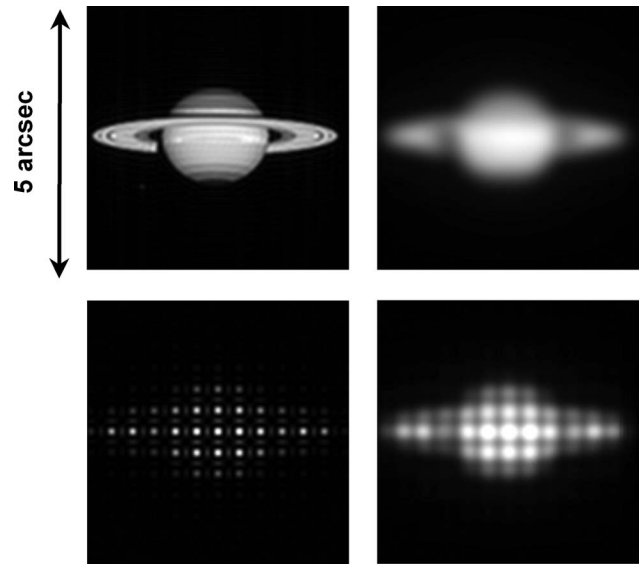


Fig. 10. Numerical simulation of images formed by a SRT. Top left, original object; top right, image at $\lambda = 10 \mu\text{m}$ formed by a 5 m telescope; bottom left, elementary image acquired by a 5 m SRT; bottom right, reconstructed image after a 4×4 mosaicking and reconstruction process. Image sampling is 149×149 .

image appears as a series of thin dots disposed on a regular grid pattern, whose intensities are proportional to the brightness of the extended celestial object (note the presence of the faint parasitic transmission peaks mentioned here above). The bottom right panel of Fig. 10 depicts the result of a crude 4×4 mosaicking algorithm, showing no real significant improvement in the angular resolution of the observed object with respect to the image formed by the traditional monolithic telescope, although the general appearance of the image has been significantly altered. Hence it can be concluded that, even if it obeys an unconventional object–image relationship, the above presented system does not show plain superresolution capacities. Its major advantage, however, is to concentrate the luminous energy emitted from celestial objects onto very small sensing areas of the detection plane, corresponding to the peaks of the far-field fringe function. This basic property will serve as the starting point for the concept of the nulling SRT presented in Subsection 5.B.

D. Axially Combined Interferometer

The technique of axial (or coaxial) recombination for stellar interferometry has been known for a long time, even if a majority of existing facilities or instruments use multi-axial combining instead. Nowadays axial recombination is considered as a major scheme for nulling interferometry, in the framework of which important efforts are being undertaken to design very symmetrical optical layouts [35,36]. An example of such an arrangement is shown in Fig. 11: as in the case of the SRT, it involves an equal number of reflective and transmissive interfaces of the beam splitters and fold mirrors along each interferometer arm and allows the implementation of metrological sensors for OPD and tip–tilt measurements. The collecting optics are not shown in Fig. 11, since they are strictly identical to those of the hypertelescope (Subsection 4.B, Fig. 5).

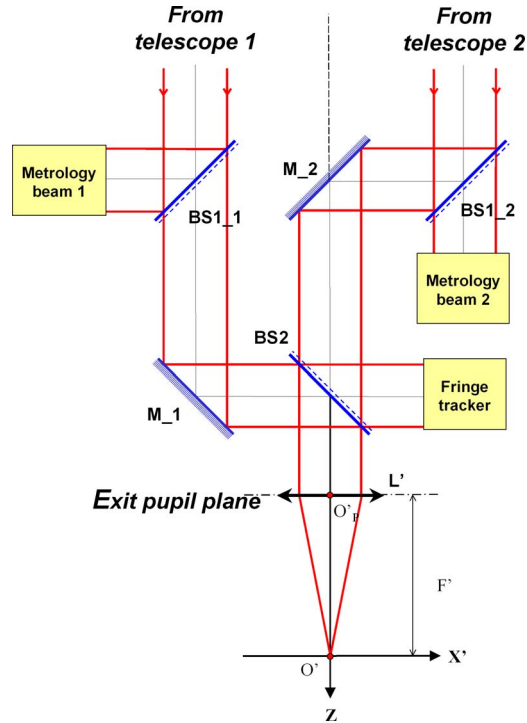


Fig. 11. (Color online) Symmetric optical layout for coaxial recombination.

The mathematical expression of an image $I(M')$ created at the focal plane of an ACI is derived from Eq. (10), assuming that all output apertures are superimposed, i.e., $P'_n = \mathbf{0}$ for any n . Here again $I(M')$ reduces to a convolution product that can be computed accurately and rapidly:

$$I(M') = \int \int_{M'_O} O(M'_O) |\hat{B}_{D'}(M' - M'_O)|^2 \times \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[-ikm\mathbf{M}'_O \mathbf{P}_n/F'] \right|^2 dM'_O$$

$$= [O(M')F(M')] * |\hat{B}_{D'}(M')|^2, \quad (21a)$$

with

$$F(M') = \left| \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[-ikm\mathbf{M}' \mathbf{P}_n/F'] \right|^2. \quad (21b)$$

We find that $\mathbf{I}(\mathbf{M}')$ is now equal to a convolution product involving the PSF of the subpupil, on the one hand, and the multiplication product of the object with the far-field fringe pattern $F(M')$ generated by the entrance pupil arrangement, on the other hand. It is quite remarkable that, for the main cases considered in the Section 4, namely, the Fizeau-like interferometer, SRT, and ACI, the resulting image distribution involves the same three bidimensional functions (the object brightness, the PSF of an individual subpupil, and the far-field fringe function), linked together by multiplication and convolution operators in subtly different orders. The ACI imaging capacities are illustrated in Fig. 12, showing another example of the sky object (left top panel), its image when observed

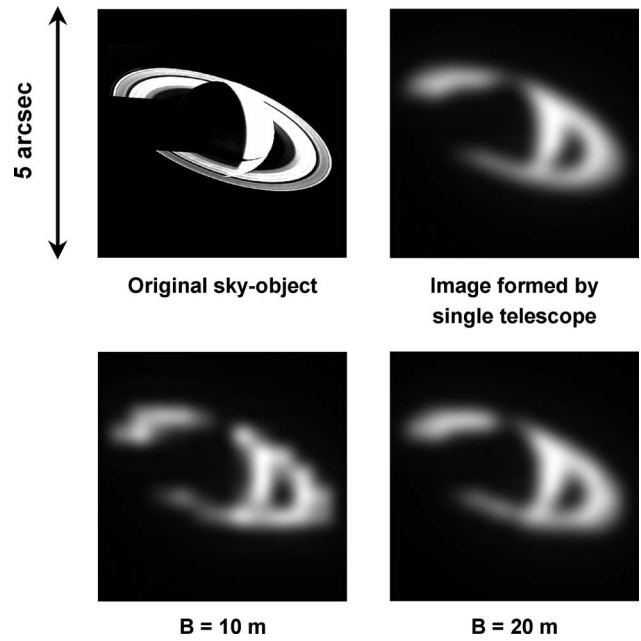


Fig. 12. Images formed by an axial combining interferometer for various baseline values B at $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (original object shown in top left panel. Image sampling is 439×439).

through a single telescope (right top panel), and the way it would be revealed at the image plane of an ACI composed of eight collecting telescopes, for increasing values of the entrance baseline B . For the shortest baseline $B = 10 \text{ m}$ (left bottom panel) the image is scrambled by the function $F(M')$, but this effect gradually vanishes when the baseline is enlarged (right bottom panel). Moreover, it has been noticed that the general image aspect does not improve significantly beyond $B = 20 \text{ m}$. When considering the above object–image relationship (21a) and (21b) as applicable to the ACI concept, the previous results may be explained as follows:

- For short baselines B , the angular separation between two neighboring transmission peaks of the far-field fringe function (as displayed in Fig. 8) is relatively large. $F(M')$ acts as a mask, sampling the observed sky object with a degraded angular resolution.
- For longer baselines the resolution becomes limited by the PSF of an individual subpupil projected on-sky—the function $|\hat{B}_{D'}(\mathbf{M}')|^2$. No further improvement occurs when the angular separation of the transmission peaks in $F(M')$ is smaller than the PSF width.

It finally turns out that for very long baselines, the imaging properties of the ACI are similar to those provided by a single individual telescope: in other words, the global resolving power is ultimately limited by the diffraction lobe of the individual subapertures, and only a gain in radiometric performance may be expected from the ACI concept.

To conclude this already long section, it is recalled that the Fourier optics formalism presented herein makes it possible to express the image distributions formed by some typical high-angular-resolution systems under a simple form involving convolution products. Three important cases have been distinguished: the well-known

Fizeau-like interferometer, a candidate SRT, and an ACT inspired by the hypertelescope concept. It was demonstrated that the two last types of system are not governed by the classical object–image relationship, but that they nevertheless do not seem to present extreme resolving capacities. The three major concepts will now be re-examined in the following section that deals with their application in the framework of nulling interferometry, making use of a very similar formalism.

5. APPLICATION TO NULLING INTERFEROMETRY

Nulling interferometry [4–6] is nowadays a widely known and studied technique: it aims at discovering Earth-like planets orbiting around nearby stars and characterizing their atmospheres in hope of recognizing signs of life. Because the searched planets are very close and much fainter than their parent star, the technical requirements are far more difficult to meet than in direct imagery—say, by 2 or 3 orders of magnitude. During the past decade, the European Space Agency (ESA) and National Aeronautics and Space Administration (NASA) extensively developed two major projects of nulling interferometers, respectively named Darwin [37] and TPF-I (Terrestrial Planet Finder Interferometer [38]). Hence the quest for extrasolar planets could finally become the major astronomical challenge of the 21st century.

Practically, any of the high-angular-resolution systems described in Section 4 could be transformed into a nulling instrument, provided that one or several achromatic phase shifter (APS) devices producing a π phase shift between a couple of optical trains are added within the optical layout. The recent manufacturing and tests of high-performance infrared APS have recently been reported [39]. Nulling interferometry could also benefit from current progress in SMW technology [14]: one very popular interferometer design, named a fibered nuller, indeed consists in illuminating the core of a SME with two or more off-axis beams in phase opposition—i.e., $\varphi_n=0$ or $\varphi_n=\pi$ in Eq. (14). It must be emphasized that two of the deepest nulling ratios ever obtained in the optical laboratory just exploited that technique [40,41]. An example of an interferometer configuration incorporating a nulling periscope APS and a SMF centred on the origin O' of the $X'Y'$ plane is depicted in Fig. 13 (collecting and densifying optics are not shown). The main scope of the following paragraphs is to derive simplified expressions of the so-called extinction or nulling maps of the interferometer, characterizing the whole destructive and constructive fringe pattern projected on sky [9,10]. Those maps are normalized such that their numerical values are directly equal to the actual instrument throughput as a function of the angular position of the planet: obviously, the nulling map must always be equal to zero on axis, since this is the theoretical direction of the parent star. The numerical results are then analyzed and compared in order to identify the most efficient recombination schemes (Fizeau-like, multiaxial, or axial), a major trade-off that is still open in the framework of the Darwin and TPF-I projects.

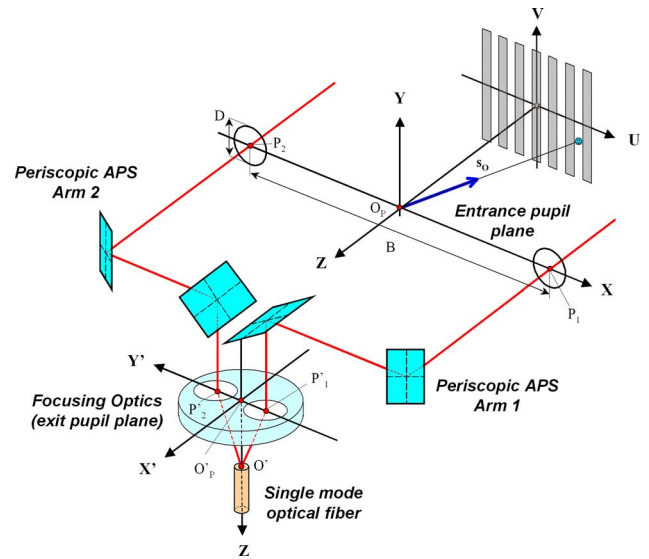


Fig. 13. (Color online) Interferometer equipped with nulling periscopes and a SMF centred on the optical axis (collecting and densifying optics are not shown).

A. Nulling Fizeau-Like Interferometer

Let us first consider an eight-aperture stellar interferometer satisfying the golden rule of stellar interferometry, and transform it into a nulling interferometer. This is realized by means of a series of achromatic, π phase shifters arranged on the exit pupils as shown in the left bottom panel of Fig. 2 (since only the case of the Bracewell-like configuration is considered here; see below). Inserting relations (15)–(17) into Eq. (14) and assuming that both functions $G(M')$ and $\hat{B}_{D'}(M')$ are real and centrosymmetric, which is true as long as no optical aberrations or manufacturing errors are introduced within the system, then enables one to express the overlap integral $\rho(M')$ as the cross-correlation product of Eq. (22): here the far-field fringe function defined in Section 4 has been replaced by its equivalent in the SMW formalism, namely, the far-field amplitude function that is the linear combination of the complex amplitudes generated by the arrangement of the subapertures:

$$\rho(M') = G(M') \otimes \left[\hat{B}_{D'}(M') \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \times \exp[-ikm\mathbf{M}'\mathbf{P}_n/F'] \right] / \gamma, \quad (22)$$

where the symbol \otimes denotes the cross-correlation product. By convention, the global throughput of the instrument $T(M')$ including the coupling efficiency into the SMF is finally estimated as

$$T(M') = |\rho(M')|^2 \times P/P_0, \quad (23)$$

P being the total power coupled into the SMF, and P_0 the total energy radiated from the planet and collected by the whole entrance pupil of the interferometer. Gray-scale representations of the obtained distribution $T(M')$ are depicted in the top row of Fig. 14, and the main achieved performance in terms of planet throughput and inner working angle is summarized in Table 3: as used for coro-

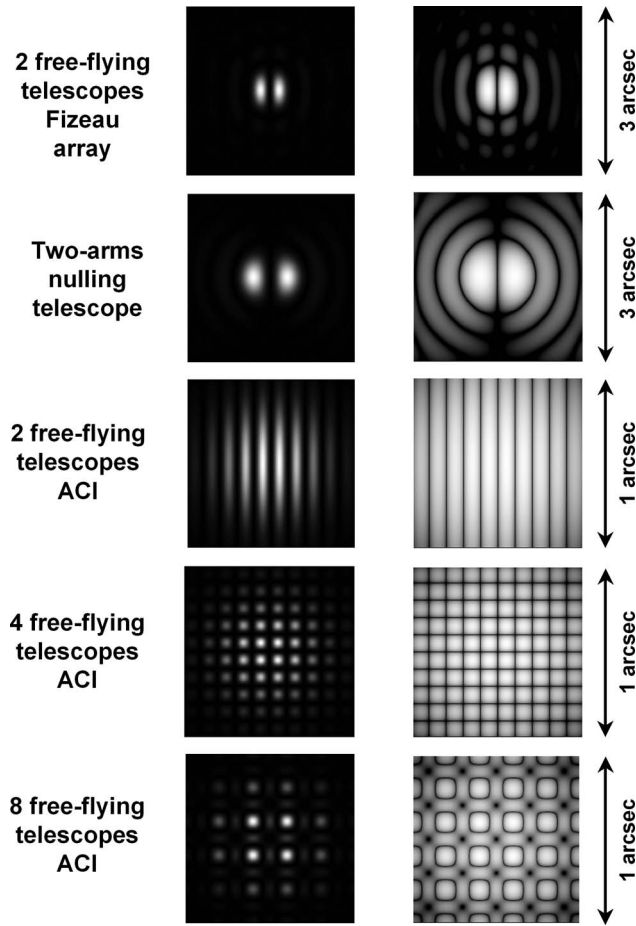


Fig. 14. Computed nulling maps for some typical cases. Top row: nulling Fizeau-like interferometer with two collecting telescopes. Second row: nulling SRT constituted of two exit recombining arms. Lower rows: ACI with two, four, and eight collecting telescopes (left, linear gray scale; right, logarithmic gray scale).

nagraphs, the inner working angle is defined as the minimal angular distance from the star at which the planet throughput exceeds 50% of its maximal value in the whole FoV. Finally, Fig. 15 provides three-dimensional surface plots of all computed nulling maps.

The numerical computation shows that the maximal achieved throughput for the planet is only 0.5%, which seems very low and could in practice be counterbalanced only by prohibitive observation times. Moreover, the results achieved for the four-telescope (Angel cross) and eight-telescope configurations defined in Fig. 4 are so dramatically worse (i.e., significantly inferior to 0.1%) that they are even not given in the table. The point may be interpreted as follows: since the golden rule is respected, it

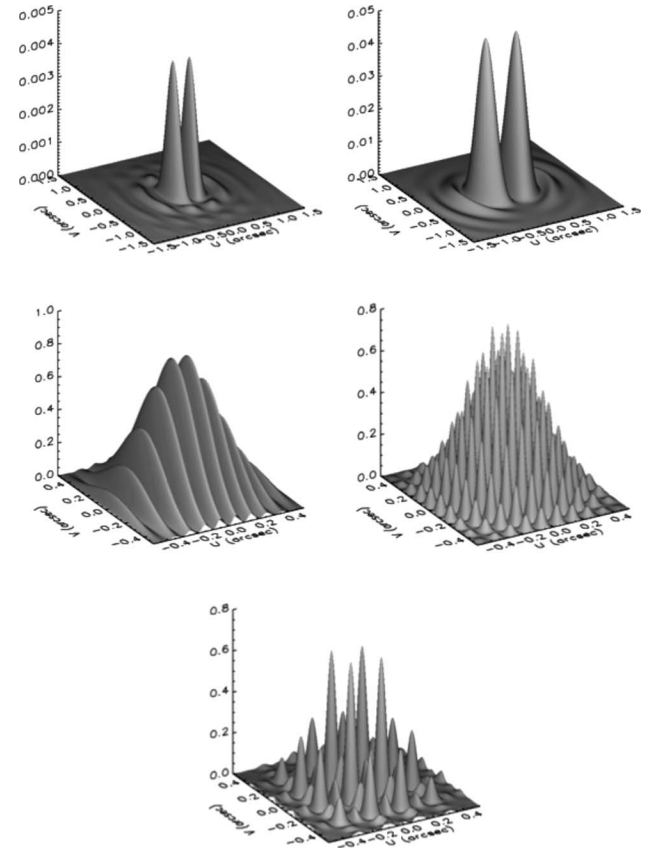


Fig. 15. Same nulling maps as in Fig. 14 shown as three-dimensional surface plots. Top row, nulling Fizeau-like interferometer (left) and SRT (right). Lower rows, nulling ACIs with two, four, and eight telescopes.

ensures a certain uniformity of the OPD ζ_n within the entire FoV. Here, however, the phase shifts φ_n have been adjusted so that a nulled, destructive fringe is created at the FoV center. One could therefore argue that the destructive interference spreads through the whole FoV with the unwanted consequence of minimizing the planet throughput everywhere. Hence the golden rule for stellar interferometry would indeed be detrimental to nulling interferometers. Nevertheless, a rigorous demonstration of the latter statement is not straightforward: we may therefore consider it a rule of thumb deserving future studies and explanations.

B. Nulling Superresolving Telescope

The principle of the nulling SRT has been proposed in a recent communication [42]: it is indeed a SRT similar to those discussed in Subsection 4.C, where a number of

Table 3. Summary of Nulling Interferometer Parameters and Achievable Performance (See Also Table 2)

Case	N	Planet Throughput (%)	Inner Working Angle (msec in arc)	SMF Core Radius
Nulling Fizeau-like interferometer	2	0.5	83	10.4 μm
Nulling SRT	2	4.8	154	8.4 μm
Nulling ACI (Bracewell)	2	77.9	26	84.1 μm
Nulling ACI (Angel cross)	4	75.0	36	84.1 μm
Nulling ACI (8 telescopes)	8	64.7	63	84.1 μm

APSS are added into each optical arm before the exit recombining optics (Fig. 7). The mathematical expression of the overlap integral $\rho(M')$ is derived from Eq. (14), assuming that $\mathbf{P}_n = \mathbf{0}$ for any n , corresponding to the case when all entrance apertures are merged. Then the expression for $\rho(M')$ becomes

$$\rho(M') = \left[G(M') \sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[-ik\mathbf{M}'\mathbf{P}'_n/F'] \right] \otimes \hat{B}_{D'}(M') \Bigg/ \gamma, \quad (24)$$

which is very similar to relation (22), the functions $G(M')$ and $\hat{B}_{D'}(M')$ just having been swapped. An example of throughput map $T(M')$ is displayed on the second row of Fig. 14. Here the maximal throughput of the planet for the basic configuration including two exit symmetric arms is found to be equal to 4.8%, which is 10 times higher than for the nulling Fizeau-like interferometer, but still remains insufficient (it has been confirmed here also that the throughput is not acceptable for configurations involving a higher number of optical arms). Here the point seems to be related to the maximal size of the fiber core (that has to be lower than $8.4 \mu\text{m}$ in order to transmit the sole fundamental mode at $10 \mu\text{m}$), on the one hand, and to the angular area of the central null increasing as extra exit arms are added, on the other hand: hence a centered, on-axis SMF will collect fewer and fewer photons as the nulling area is extended. One solution to improve the throughput could be to decenter the SMF, or eventually to implement a SMW array if that technology becomes available.

C. Nulling Axially Combined Interferometer

We finally examine the case of a nulling ACI that can simply be extrapolated from the ACI design described in Subsection 4.D with the addition of N APS along all the interferometer arms of Fig. 11. When constituted of only two collecting telescopes, this nulling ACI is nothing else than Bracewell's original design [4]. Imposing that $\mathbf{P}'_n = \mathbf{0}$ for any n readily leads to the following expression for $\rho(M')$:

$$\rho(M') = \left[\sum_{n=1}^N a_n \exp[i\varphi_n] \exp[ikm\mathbf{M}'\mathbf{P}'_n/F'] \right] [G(M') \otimes \hat{B}_{D'}(M')] \Bigg/ \gamma \quad (25)$$

With respect to Eq. (24), $\hat{B}_{D'}(M')$ has been permuted with the far-field amplitude function (here it must be noted that the previous relationship is in accordance with those already published in [9,10], which were precisely limited to the case of axial recombination). Numerical simulations based on Eq. (25) were then carried out for different interferometric arrays, based on two, four, and eight telescopes (see Fig. 2), and led to the very satisfactory results reported in Table 3, showing that the estimated throughput always exceeds 60%, even for the eight-telescope configuration having the most extended nulling area (see Fig. 14). Hence the present section de-

voted to fibered nulling interferometers finally indicates the a marked superiority of the axial combining scheme with respect to other designs (i.e., nulling Fizeau-like interferometer or SRT). Therefore it seems that the question of axial or multiaxial recombining optics, which remains one of the major open trade-offs in nulling interferometry, may here be given an element of an answer.

6. FUTURE WORK

The perspective of detecting terrestrial extrasolar planets by means of a nulling fibered ACI deserves additional discussion and future work devoted to some specific issues that are briefly summarized below. Other studies may also be undertaken to better assess the imaging capacities of the SRT and the ACI.

1. *Chromatic dispersion.* Whether intended for nulling or imaging purposes, one feature common to interferometric arrays is their strong dependence on chromatic dispersion, since the angular scale of both functions $|\hat{B}_{D'}(\mathbf{M}')|^2$ and $F(M')$ defined in Section 4 is directly proportional to the wavelength λ . This difficulty might be overcome by inserting Wynne compensators into the combining optics [43]: this type of system is especially designed to present a lateral chromatism that is inversely proportional to λ ; hence the final diffraction pattern in the image plane should be free of chromatism. However, this solution requires dioptric components to be integrated within the optical layout, which may induce severe practical constraints in the thermal infrared spectral band selected for the Darwin and TPF-I space missions. An alternative scheme inspired by modern integral field spectroscopy may consist in a reflective image transformer [44] placed downstream from a diffraction grating, further rescaling the individual spectral images and superimposing them in the final focal plane. It must be highlighted that the practical realization of such inverted image slicers only requires mature technologies, as confirmed by recent publications [45,46].

2. *Radiometric performance and recombining optics trade-off.* Some preliminary estimations of the radiometric efficiency of the three presented nulling interferometers have already been provided in Section 5 (see Table 3). This work would naturally need to be completed for the other mentioned systems (i.e., the imaging hypertelescope, SRT, and ACI). More generally, a complete signal-to-noise ratio budget should be established for each considered case. Those signal-to-noise ratio budgets should take into account various parameters, such as the magnitude of the observed celestial object, total light collecting area, integration time (which may attain several days for space instruments), and different types of noise characterizing modern detector systems (e.g., photon noise, read-out noise, and dark current). This should also be the occasion for re-examining the open trade-off on recombining optics for nulling interferometers (i.e., axial versus multiaxial schemes as discussed in Section 5): the latter study should obviously be completed, taking into consideration more practical issues such as optical design of the recombining optics, image quality, chromatism and polar-

ization control, the type of envisaged APS, throughput budgets, number and geometrical arrangement of the collecting telescopes, and alignment and testing of the whole system. Such extensive work could ideally be carried out in the framework of the future TPF-I or Darwin space missions.

3. *Pupil imaging requirements.* It has been highlighted in Subsection 2.B that the assumption of entrance subpupils being reimaged on their associated exit subpupil is fundamental, since it allows one to derive relationship (7) on which the remainder of the theory is based. In practice this condition dictates the implementation of pupil relaying optics and possibly of delay lines in order to equalize the OPDs in all different subapertures. Here the quality of the pupil imaging and the pistons, shear, and defocus errors leading to imperfect matching of the subpupils should be of prime importance for the quality of the achieved nulling or imaging performance. Therefore a huge effort in optical design and tolerancing analysis in view of defining quantitative requirements remains to be carried out. Here it must be noted that the condensed form of Eq. (7) makes it suitable for introducing some of the above-mentioned defects.

4. *Entrance and exit pupil configurations.* In the whole paper were only considered square, redundant input and output optical arrays that were found satisfactory for most nulling or imaging cases. It is well known, however, that such configurations are not optimal for Fizeau-like interferometers and that some others (e.g., Golay or circular, nonredundant arrays) provide better coverage of the OTF plane and a consequent image enhancement. It would be of great interest to verify whether this conclusion remains valid for the herein presented SRT and ACI obeying different object–image relationships.

5. *Optical system modeling.* The scope of this study was from the beginning restricted to first-order optics and scalar diffraction theory, which seem reasonable hypotheses when dealing with low-angular-aperture optical systems. But it must be noted that some of the presented systems (i.e., hypertelescope and nulling or imaging SRT) make use of fast aperture recombining optics; thus at least in their cases a vectorial diffraction analysis seems mandatory.

6. *Fourier plane analysis.* It would finally be of interest to transpose some of the theoretical imaging relationships presented in Sections 2 and 4 of this paper—namely, Eqs. (10), (20a), (20b), (21a), and (21b), being respectively applicable to the hypertelescope, SRT, and ACI—into the Fourier plane, in order to gain alternative insights on those three unconventional types of optical system. From this perspective, classical notions of PSF and OTF should probably be revised—e.g., PSFs not being constant in the FoV of the instrument, or OTFs being convolved with the inverse Fourier transform of the far-field fringe function $F(M')$. Such work would represent an important complement to the presented study.

7. SUMMARY

In this paper were reviewed some general properties of various advanced, multiaperture optical systems dedi-

cated to direct, high-angular-resolution imaging or to the detection and characterization of extrasolar planets with the help of the nulling interferometry technique. The use of a rather simple Fourier optics formalism applicable to both imaging arrays and nulling interferometers allowed those imaging and nulling capacities to be expressed as convolution or cross-correlation products suitable for fast and accurate numerical computing. A variety of high-angular-resolution systems were considered, and in my view the preliminary conclusions of this theoretical study are twofold:

- The axial combination scheme seems to be the most recommendable for a multiaperture, fibered nulling interferometer, at least from the point of view of radiometric efficiency. This conclusion may have some important consequence for the architecture and design of the whole free-flying telescope array.
- Two of the presented optical systems, namely, the imaging SRT and axial combining interferometer, are governed by nonclassical object–image relationships that may be appended to Fourier optics theory. However their angular resolution seems to be ultimately limited by the diffraction lobes of an individual collecting telescope.

To conclude, it is recalled that the entire study presented in this paper is valid only in the frame of first-order geometrical optics and scalar diffraction theory, applied to monochromatic light waves. Furthermore, it is assumed that all entrance subapertures are optically conjugated with their associated exit pupils and that no pupil aberrations exist (although piston and pupil decentring errors could be easily introduced in the present formalism). Also, no real-world constraints such as manufacturing, aligning, and testing feasibility, instrumental biases, detector noises, or atmospheric seeing were covered in this purely theoretical work. It is likely, however, that the herein-described high-angular-resolution systems should preferably be envisaged for space applications.

ACKNOWLEDGMENTS

The author thanks the reviewers for numerous comments leading to considerable improvements in quality of the original manuscript and thanks his colleagues D. Mourard and Y. Rabbia for inspiring discussions about the golden rule, hypertelescopes, and nulling interferometry.

REFERENCES

1. A. A. Michelson and F. G. Pease, "Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer," *Astrophys. J.* **53**, 249–259 (1921).
2. A. Labeyrie, "Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes," *Astrophys. J.* **196**, L71–L75 (1975).
3. P. R. Lawson, *Selected Papers on Long Baseline Stellar Interferometry*, Vol. MS 139 of SPIE Milestones Series (SPIE, 1997).
4. R. N. Bracewell and R. H. MacPhie, "Searching for non-solar planets," *Icarus* **38**, 136–147 (1979).
5. J. R. Angel, "Use of a 16 m telescope to detect earthlike planets," in *Proceedings of the Workshop on the Next Generation Space Telescope*, P. Bely and C. J. Burrows, eds. (Space Telescope Science Institute, 1990), pp. 81–94.

6. J. R. Angel, J. H. Burge, and N. J. Woolf, "Detection and spectroscopy of exo-planets like Earth," *Proc. SPIE* **2871**, 516–519 (1997).
7. A. Labeyrie, "Resolved imaging of extra-solar planets with future 10–100 km optical interferometric arrays," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **118**, 517–524 (1996).
8. O. P. Lay, "Imaging properties of rotating nulling interferometers," *Appl. Opt.* **44**, 5859–5871 (2005).
9. F. Hénault, "Computing extinction maps of star nulling interferometers," *Opt. Express* **16**, 4537–4546 (2008).
10. F. Hénault, "Fine art of computing nulling interferometer maps," *Proc. SPIE* **7013**, 70131X (2008).
11. O. Lardi re, F. Martinache, and F. Patru, "Direct imaging with highly diluted apertures—I. Field of view limitations," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375**, 977–988 (2007).
12. V. Coud  du Foresto, S. Ridgway, and J. M. Mariotti, "Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **121**, 379–392 (1997).
13. G. Perrin, S. Lacour, J. Woillez, and E. Thi baut, "High dynamic range imaging by pupil single-mode filtering and remapping," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373**, 747–751 (2006).
14. A. Ksendzov, O. Lay, S. Martin, J. S. Sanghera, L. E. Busse, W. H. Kim, P. C. Pureza, V. Q. Nguyen, and I. D. Aggarwal, "Characterization of mid-infrared single mode fibers as modal filters," *Appl. Opt.* **46**, 7957–7962 (2007).
15. C. Ruilier and F. Cassaing, "Coupling of large telescope and single-mode waveguides," *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 143–149 (2001).
16. M. Ollivier and J. M. Mariotti, "Improvement in the rejection rate of a nulling interferometer by spatial filtering," *Appl. Opt.* **36**, 5340–5346 (1997).
17. R. E. Wagner and W. J. Tomlinson, "Coupling efficiency of optics in single-mode fiber components," *Appl. Opt.* **21**, 2671–2688 (1982).
18. J. M. Beckers, E. K. Hege, and P. A. Strittmatter, "Optical interferometry with the MMT," *Proc. SPIE* **444**, 85–92 (1983).
19. J. M. Beckers, "Field of view considerations for telescope arrays," *Proc. SPIE* **628**, 255–260 (1986).
20. E. K. Hege, J. M. Beckers, P. A. Strittmatter, and D. W. McCarthy, "Multiple mirror telescope as a phased array telescope," *Appl. Opt.* **24**, 2565–2576 (1985).
21. A. B. Meinel, "Aperture synthesis using independent telescopes," *Appl. Opt.* **9**, 2501–2504 (1970).
22. W. A. Traub, "Combining beams from separated telescopes," *Appl. Opt.* **25**, 528–532 (1986).
23. F. Merkle, "Synthetic-aperture imaging with the European Very Large Telescope," *J. Opt. Soc. Am. A* **5**, 904–913 (1988).
24. L. D. Weaver, J. S. Fender, and C. R. de Hainaut, "Design considerations for multiple telescope imaging arrays," *Opt. Eng.* **27**, 730–735 (1988).
25. M. Tallon and I. Tallon-Bosc, "The object-image relationship in Michelson stellar interferometry," *Astron. Astrophys.* **253**, 641–645 (1992).
26. J. E. Harvey, A. B. Wissinger, and A. N. Bunner, "A parametric study of various synthetic aperture telescope configurations for coherent imaging applications," *Proc. SPIE* **643**, 194–207 (1985).
27. J. E. Harvey and C. Ftac as, "Field-of-view limitations of phased telescope arrays," *Appl. Opt.* **34**, 5787–5798 (1995).
28. J. E. Harvey, A. Kotha, and R. L. Phillips, "Image characteristics in applications utilizing dilute subaperture arrays," *Appl. Opt.* **34**, 2983–2992 (1995).
29. E. E. Sabatke, J. H. Burge, and P. Hinz, "Optical design of interferometric telescopes with wide fields of view," *Appl. Opt.* **45**, 8026–8035 (2006).
30. D. M. Stubbs, A. L. Duncan, J. T. Pitman, R. D. Sigler, R. L. Kendrick, J. F. Chilese, and E. H. Smith, "Multiple instrument distributed aperture sensor (MIDAS) science payload concept," *Proc. SPIE* **5487**, 1444–1452 (2004).
31. G. Toraldo di Francia, "Super-gain antennas and optical resolving power," *Nuovo Cimento* **9**, 426–438 (1952).
32. A. Ranfagni, D. Mugnai, and R. Ruggeri, "Beyond the diffraction limit: super-resolving pupils," *J. Appl. Phys.* **95**, 2217–2222 (2004).
33. A. H. Greenaway, F. H. P. Spaan, and V. Mourai, "Pupil replication for exoplanet imaging," *Astrophys. J.* **618**, L165–L168 (2005).
34. F. H. P. Spaan and A. H. Greenaway, "Analysis of pupil replication," *Astrophys. J.* **658**, 1380–1385 (2007).
35. E. Serabyn and M. M. Colavita, "Fully symmetric nulling beam combiners," *Appl. Opt.* **40**, 1668–1671 (2001).
36. F. Cassaing, J. M. LeDuigou, J. P. Amans, M. Barillot, T. Buey, F. Hénault, K. Houairi, S. Jacquino , P. Laporte, A. Marcotto, L. Pirson, J. M. Reess, B. Sorrente, G. Rousset, V. Coud  du Foresto, and M. Ollivier, "Persee: a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances," *Proc. SPIE* **7013**, 70131Z (2008).
37. L. Kaltenegger and M. Fridlund, "The Darwin mission: search for extra-solar planets," *Adv. Space Res.* **36**, 1114–1122 (2005).
38. P. R. Lawson, O. P. Lay, K. J. Johnston, and C. A. Beichman eds., TPF-I Science Working Group Report, JPL Publication 07-1 (Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 2007).
39. R. O. Gappinger, R. T. Diaz, A. Ksendzov, P. R. Lawson, O. P. Lay, K. M. Liewer, F. M. Loya, S. R. Martin, E. Serabyn, and J. K. Wallace, "Experimental evaluation of achromatic phase shifters for mid-infrared starlight suppression," *Appl. Opt.* **48**, 868–880 (2009).
40. P. Haguena er and E. Serabyn, "Deep nulling of laser light with a single-mode-fiber beam combiner," *Appl. Opt.* **45**, 2749–2754 (2006).
41. C. Buisset, X. Rejeaunier, Y. Rabbia, and M. Barillot, "Stable deep nulling in polychromatic unpolarized light with multiaxial beam combination," *Appl. Opt.* **46**, 7817–7822 (2007).
42. F. Hénault, "Fibered nulling telescope for extra-solar coronagraphy," *Opt. Lett.* **34**, 1096–1098 (2009).
43. C. G. Wyne, "Extending the bandwidth of speckle interferometry," *Opt. Eng.* **28**, 21–25 (1979).
44. W. Benesch and J. Strong, "The optical image transformer," *J. Opt. Soc. Am.* **41**, 252–254 (1951).
45. F. Laurent, F. Hénault, P. Ferruit, E. Prieto, D. Robert, E. Renault, J. P. Dubois, and R. Bacon, "CRAL activities on advanced image slicers: optical design, manufacturing, assembly, integration and testing," *New Astron. Rev.* **50**(4–5), 346–350 (2006).
46. F. Laurent, F. Hénault, E. Renault, R. Bacon, and J. P. Dubois, "Design of an integral field unit for MUSE, and results from prototyping," *Publ. Astron. Soc. Pac.* **118**, 1564–1573 (2006).

RESUME

Les surfaces optiques segmentées et discontinues sont connues depuis l'Antiquité. Elles ont fait l'objet de nombreuses applications, dont la première rapportée est celle des "miroirs ardents" d'Archimède conçus pour concentrer l'énergie solaire sur les voiles des vaisseaux ennemis, et ainsi y mettre feu. Cette idée toujours brûlante a présidé à la construction des fours solaires actuels destinés à tester la résistance de matériaux placés dans des conditions extrêmes, ou de centrales hélio-électriques dédiées à la production d'électricité domestique. Bien que les précisions de surface requises pour ces installations soient de l'ordre de quelques millimètres, leurs méthodes de conception, de réglage et de contrôle n'en font pas moins appel aux techniques de l'optique instrumentale moderne: ainsi le principe de la "méthode de rétro-visée" testée au cours de mon doctorat à l'IMP d'Odeillo s'apparente naturellement à ceux des senseurs de surface d'onde équipant aujourd'hui les systèmes d'optique adaptative nécessaires aux observations astrophysiques.

Mais les surfaces optiques discontinues ne servent pas qu'à concentrer l'énergie lumineuse. Les expériences historiques de Fizeau et Michelson ont démontré leur capacité à mesurer des paramètres astrophysiques à très haute résolution angulaire, et ouvert la voie à une nouvelle génération d'instruments d'observation astronomique: interféromètres stellaires dont les ouvertures multiples peuvent être séparées par plusieurs centaines de mètres (tel le VLTI), télescopes géants équipés de miroirs primaires segmentés (les Keck au sol ou le JWST dans l'espace), ou de futuristes hyper-télescopes spatiaux en quête d'images directes de systèmes planétaires extra-solaires. De telles installations, dont les cahiers des charges deviennent toujours plus ambitieux, doivent être cophasés au dixième de longueur d'onde, voire au millième dans le cas d'un interféromètre à frange noire. Il devient alors nécessaire de développer de nouveaux moyens de modélisation et de contrôle de ces systèmes complexes, dont quelques-uns sont présentés ici dans le cadre des futurs télescopes de diamètre supérieur à 30 mètres (ELT) et des interféromètres chasseurs d'exo-planètes tels que Darwin et TPF-I.

Les surfaces optiques discontinues sont également présentes dans le domaine de la spectroscopie: outre les classiques réseaux de diffraction, on les retrouve au cœur des spectro-imageurs de nouvelle génération, capables de former simultanément sur un même détecteur l'image d'un objet astrophysique et sa décomposition spectrale en tous points. Ainsi l'instrument MUSE, équipé de systèmes découpeurs d'images composés de matrices de miroirs discontinus, permettra-t-il au VLT d'observer les galaxies primordiales dans un avenir proche. Au vu de tant d'applications, il ressort clairement que les techniques de réalisation et de contrôle des surfaces optiques segmentées ou discontinues constitueront la clé de la science astrophysique du siècle à venir. Une longue route reste à accomplir, dont le banc de test SIRIUS développé à l'Observatoire de la Côte d'Azur afin d'évaluer les performances des hyper-télescopes, des interféromètres à frange noire, et de leurs méthodes de cophasage, pourrait constituer une étape décisive.

ABSTRACT

Segmented or discontinuous optical surfaces have been known since the Antiquity. They generated numerous applications, the first of which probably being Archimedes's "burning mirrors" intended to concentrate solar energy and destroy hostile sea vessels by fire. This basic idea governed the construction of modern solar furnaces dedicated to fundamental researches on resistant materials placed in extreme conditions, or helio-electrical power plants. Although the manufacturing tolerances of the employed optical surfaces are typically around one millimeter, they still require the utilization of accurate alignment and control methods. Hence the principle of the "backward gazing method" developed at the IMP (Odeillo, French Pyrénées) during my PhD years can be seen as a close natural parent of the adaptive optics techniques that have now become indispensable for astronomy and astrophysics observations.

But discontinuous optical surfaces can do much more than focusing light energy. The historical experiments of Fizeau and Michelson demonstrated their ability to measure core astrophysical parameters at very high angular resolution, paving the way for a new generation of astronomical observing facilities. Among those are found multi-aperture stellar interferometers whose individual telescopes may be separated by several hundred meters (such as the Very Large Telescope Interferometer in Chile), new generation Extremely Large Telescopes (ELTs) equipped with segmented primary mirrors (such as twin Keck telescopes or space borne JWST), or futuristic hyper-telescopes looking for direct images of planetary systems orbiting around nearby stars. Such complex facilities whose specifications are becoming more and more ambitious should be co-phased (i.e. behaving together as a single optical system would do) within an accuracy of one-tenth of wavelength for imaging applications, and one-thousandth in the case of nulling interferometers. It then becomes necessary to develop new techniques for modeling and controlling those extremely demanding systems. Some of these techniques are presented here in the frame of future ELTs of 30 meter diameter or greater, and of sparse apertures interferometers hunting for exoplanets such as Darwin and TPF-I.

Discontinuous optical surfaces are also present in the field of modern spectroscopy: in addition to conventional diffraction gratings, they have now come into the heart of new generation spectral-imaging instruments, being able to simultaneously imaging astrophysical objects and their spectral decompositions on a single detector chip. Hence the MUSE instrument incorporating twenty-four "image slicers" composed of discontinuous arrays of mirrors will enable the VLT to observe primordial galaxies in the forthcoming years. In view of so many promising applications, it seems quite clear that the techniques of manufacturing, aligning and testing segmented or discontinuous optical surfaces should play a major role in the astrophysical science of our century. In that perspective the SIRIUS test bench developed at Observatoire de la Côte d'Azur in order to evaluate the performance of hyper-telescopes and of their co-phasing methods could represent a key step, as is explained in the conclusion.